

Vaszkuláris rendszerek modellezése

Ph.D. értekezés

Írta:

Kákonyi Róbert

Témavezetők:

Dr. Erdélyi Miklós

Dr. Szabó Gábor

Szegedi Tudományegyetem

Fizika Doktori Iskola

Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

SZTE TTIK

2010

Szeged

TARTALOMJEGYZÉK

Gyakori rövidítések	2
Bevezetés	3
1. Tudományos előzmények	8
1.1 Empirikus modellek	8
1.1.1 BM és TBC fékezési sugárzás modellek	9
1.1.2 Poludniowski modellje	12
1.2 A Monte Carlo szimuláció alapjai	13
1.2.1 Az elektronok és fotonok csatolt transzportjának Monte Carlo szimulációja ..	16
1.2.2 A fékezési sugárzás tulajdonságai és modellezése	18
1.3 A felületi érdesség és hatásainak modellezése	19
1.3.1 A felületi egyenetlenség kísérleti meghatározása	19
1.3.2 Meghízifene illesztési módszere	21
1.3.3 Mehranian Monte Carlo szimulációi	22
2. Célkitűzések	24
3. Mérési és szimulációs módszerek	25
3.1 Az Innova vaszkuláris rendszerek paraméterei	25
3.2 Monte Carlo szimulációk	27
3.2.1 A spektrumszámoláshoz használt geometria	27
3.2.2 Az Innova 3100 modellezéséhez használt geometria	29
4. Új tudományos eredmények	31
4.1 Maxiray 150 típusú röntgencsővek anódjainak vizsgálata	31
4.1.1 Az anódok általános tulajdonságai	31
4.1.2 Optikai mikroszkópos vizsgálatok	32
4.1.3 Profilométerrel végzett vizsgálatok	33
4.1.4 Egyszerű modell a felületi érdesség hatásának vizsgálatához	35
4.2 A fékezési sugárzás anizotrópiájának hatása	37
4.2.1 A fékezési sugárzás kilépésszög-függése	37
4.2.2 A maximum létezésének elméleti magyarázata	39
4.2.3 Az anizotrópia elhanyagolásának következményei	41
4.2.4 Az anizotrópia hatásának kísérleti igazolása	43
4.3 A felületi érdesség hatásának vizsgálata	48
4.3.1 A szimulációk során használt felületek	48
4.3.2 Szimulációs eredmények	50
4.3.2.1 Intenzitás csökkenés és HVL változások	50
4.3.2.2 A spektrum alakjának változása	53
4.3.2.3 A repedések és a felület polírozásának hatásai	55
4.4 Spektrumtáblázatok készítése	57
4.5 Összefoglalás	60
Tézispontok	63
Summary	65
Irodalomjegyzék	67
Köszönetnyilvánítás	69
Függelék	70
F.1. A repedések felületaránya és a felületi érdesség közötti összefüggés	70
F.2. A szimulációk során használt MCNPX inputok	71
F.3. A spektrumtáblázatok interpolálásához használt Interpolációs módszer	76

Gyakori rövidítések

BM modell	Birch és Marshall szerzők által javasolt szemi-empirikus modell [12].
CT	Computer Tomograph, számítógépes tomográf.
GE	General Electric.
HVL	Half Value Layer, ekkora vastagságú szűrővel szűrve a sugárzást annak intenzitása a felére csökken.
IPEM table	Institute of Physics and Engineering in Medicine intézet által publikált spektrum táblázat, amely használata az irodalomban igen elterjedt.
kVp	KiloVolt Peak, egy kép felvétele során a maximális csőfeszültség, megkülönböztendő az éppen aktuális (kV) időfüggő értéktől.
MCNPX	Monte Carlo N-Particle eXtended, a szimulációim elvégzéséhez használt Monte Carlo részecsketranszport kód [3]
R _a	A felületi érdesség jele. A felületi érdesség a 23. egyenletben van definiálva.
TBC modell	Tucker, Burns és Chakraborty által javasolt szemi-empirikus modell [13].
XTOP	X-ray Technique Optimization Platform, a GE által gyártott Innova típusú Vaszkuláris röntgenkészülékek szimulációjára használt

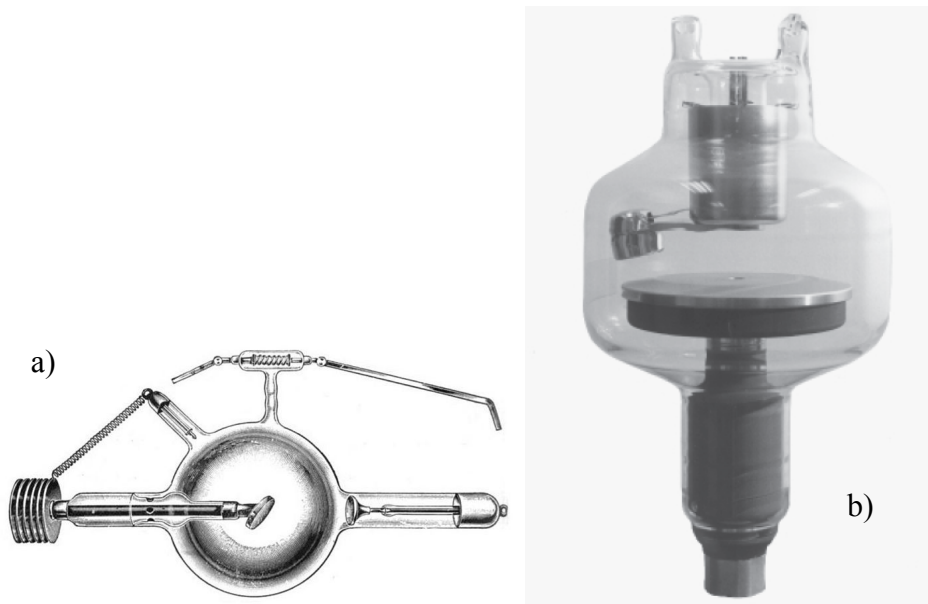
Bevezetés

Napjainkban széles körben elterjedtek a röntgensugárzást felhasználó képalkotó berendezések. Ezen eszközök technikailag igen fejlettek, további fejlesztésük egyre pontosabb modellezést igényel. A képalkotás során szerepet játszó fizikai jelenségek általában három szerkezeti kategóriába sorolhatóak: a sugárforrás, a vizsgálni kívánt objektum és a detektor. Mind a három kategóriában szereplő jelenségek tulajdonságai jelentősen függenek a képalkotáshoz használt röntgensugárzás fotonenergiájától vagy spektrumától. Alkalmazástól függően ezen energiafüggés lehet hátrányos, például CT-k esetén a nyálábkeményedés jelensége, illetve előnyös, amikor ezen energiafüggést felhasználva szerzünk további információt a vizsgálni kívánt objektumról, például a duál-energiás anyagszétválasztás esetén. Mindkét esetben jelentős hatással van a sugárforrás spektruma a vizsgálni kívánt objektum paramétereinek becslésére, annak ismerete pedig a becslés pontosságára.

A képalkotáshoz használt röntgensugarakat különböző fizikai jelenségek segítségével állíthatjuk elő és különböző képalkotási eljárásokban alkalmazhatjuk őket. A legegyszerűbb sugárforrás a radioaktív anyag vagy metastabil állapotban lévő atommagú anyag egy mintája, amelyben magátalakulásakor az atommagból lép ki a képalkotáshoz használt röntgensugárzás. Metastabil állapotban lévő atommagú anyagokból készült forrásokat használnak például a nukleáris medicinában, a legelterjedtebb izotóp a ^{99m}Tc , amely metastabil állapotú, ezt jelzi a rendszám melletti „m” jelölés. Az ipar számos területén használják forrásként például a ^{137}Cs izotópot roncsolásmentes vizsgálatok elvégzéséhez, áruszállító konténerek biztonsági átvilágításához stb. A sugárforrások jelentős része azt az elektrodinamikai jelenséget használja ki, hogy a gyorsuló (vagy lassuló) elektromos töltés elektromágneses sugárzást kelt. Ilyen forrás például a szinkrotron vagy az általam tanulmányozott röntgensövek. A szinkrotronban az elektronok körpályán mozognak, míg a röntgensövekben az anódba ütköző elektronnyaláb az anódanyag atommagjaival való kölcsönhatása során lassul le, e kölcsönhatás közben keletkezik a röntgensugárzás.

A napjainkban használt röntgensövek szerkezete lényegében megegyezik a Röntgen által használt kisülési csövek szerkezetével. Légritkított térben két fém elektród közé feszültséget kapcsolva a katódból kilépett elektronok az anód irányába gyorsulnak, majd az anódba vagy a cső burkolatába csapódnak. Röntgen eredetileg az elektromos áram áthaladását tanulmányozta extrém alacsony nyomású gázokban. Az anódból kilépő röntgensugarakat sötét laborban végzett munkája során fedezte fel. A kisülési cső teljesen le volt takarva fekete

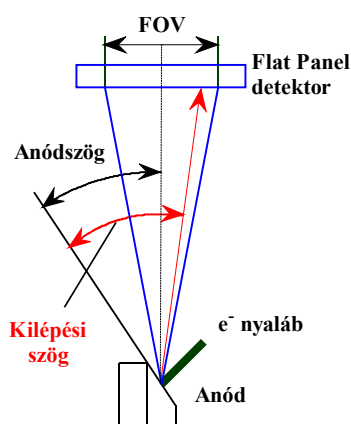
kartonnal, hogy zavaró fény ne léphessen ki a kisülési csőből. Ekkor vette észre, hogy a cső közelében elhelyezett bárium-platin-cianürrel bevont papír fluoreszcencia sugárzást bocsájt ki. A jelenséget részletesebben vizsgálta és eredményit a 1896-ban publikálta [1], majd 1901-ben elnyerte az első fizikai Nobel díjat.



1. ábra: Röntgenső két kiviteli alakja, a) Crookes-féle korai típus, b) Maxiray 150 típusú modern forgó anódú röntgenső.

A röntgensugarak felfedezése óta a képalkotáshoz használt röntgensövek technikai kivitele sokat fejlődött. Az 1. ábra mutatja a korai Crookes-féle csövet és a napjainkban használt forgó anódú Maxiray 150 típusú [2] röntgensövet. A Crookes-féle cső üvegburája gömb alakú részének átmérője kb. 10 cm, a forgóanódú cső anódjának átmérője 14 cm és üzemi fordulatszáma 10800 fordulat/perc. A Crookes-féle cső egy hideg katódú kisülési cső, melyben a működéshez kis nyomású gázra van szükség. Használat során a gáz a cső falán abszorbeálódik, így növelve a működéshez szükséges feszültséget, míg a cső teljesen használhatatlanná nem válik. A katód és anód viszonylag nagy távolságra van egymástól, kb. 5 cm. Az elektronnyaláb a katód homorú felülete és gömb alakú üvegburán belül kialakuló statikus elektromos tér által fókuszálódik az anód felületére. Ezzel szemben a Maxiray 150 esetében az anód és a katód közötti távolság kb. 2 cm és a katód tartalmaz egy fókuszáló elektródát is, amely két különböző méretű izzókatódot tartalmaz a különböző méretű (0,3, 0,6 és 1,2 mm) fókuszfoltok létrehozásához. Fókuszfoltoknak nevezzük az anód felületének azon részét, amelybe az elektronnyaláb csapódik. Méretét a detektor irányába eső vetületének szélességével jellemezzük. A technikai fejlesztés iránya a fókuszfolt méretének csökkentése, az anód termális terhelhetőségének növelése és a maximális áram növelésének irányába mutat. A

modern röntgencsőekben anódanyagként wolframot és ötvözeit használják, míg mammográfiai csövek esetén molibdént és réniut a kezdetben alkalmazott platina helyett. A maximális csőáram jelentős növelését a forgóanód bevezetése tette lehetővé, amelynek alkalmazásával nagyobb felületen oszlik el az anódot terhelő hő. Forgóanód esetén egy körgyűrű alakú felületet súrol a fókuszfolt, ezt az angol nyelvű irodalomban „thermal track”-nek nevezik, amit fókusznyomnak fordíthatunk. Típustól függően az egyes fókuszfolt méretekhez tartozó fókusznyomok egymástól elkülönülten is elhelyezkedhetnek, de fedhetik is egymást. Üzemkőzben a fókuszfolt eléri a 2500°C, a fókusznyom a 2000°C, míg az anód anyaga az 1100°C hőmérsékletet. Az anód hőkapacitásának növelése érdekében egy grafitömböt ragasztanak az anód hátoldalára, így hosszabb összefüggő képsorozatok készíthetők.



2. ábra: Egy vaszkuláris röntgenkészülék vázlatá.

A 2. ábra mutatja a vaszkuláris röntgenkészülék vázlatát. Anódszögnek nevezzük a fókuszfoltot és a detektor középpontját összekötő szakasz és az anód felülete által bezárt szöget. Kilépési szögnek nevezzük az anód felülete és a röntgensugár által bezárt szöget. Az egyes képalkotó rendszerek képminőség-számításait az anódszög irányába kilépő röntgensugárzás spektrumának figyelembevételével szokták elvégezni. Ha az elektronnyaláb merőlegesen csapódik az anód felületébe, mint például a Maxiray 150 esetében is, akkor a röntgencsövet hengeresen szimmetrikus sugárforrásnak tekinthetjük, amelynek spektruma csak a kilépési szögtől függ. A röntgencső hőterhelhetősége függ az anódszögtől. Ha adott fókuszfolt-méret mellett növeljük az anódszöget, akkor a fókusznyom szélessége növekedni fog, így nagyobb felületen fog eloszlani az elektronnyaláb által leadott hőenergia.

A forgó anódú röntgencsővek meghibásodásának leggyakoribb okai a csapágyazás, az izzókatód tönkremenetele és a légritkítás mértékének csökkenése. Gyártás során az anód felületét polírozzák, így növelve a kilépő röntgensugárzás mennyiségét. Használat során

jelentős hőterhelésnek van kitéve az anód, ettől annak felületminősége megváltozik. Ez a változás lehet igen drasztikus is, amikor az anód felületéből kisebb-nagyobb darabok repednek le. Egy erősen túlterhelt anódot mutat a 3. ábra. A felület minősége hatással van a keltett röntgensugárzás tulajdonságaira.



3. ábra: Egy túlhasznált röntgenső forgóanódja.

A készülékek modellezéséhez a röntgensugárzás spektrumát különböző empirikus modellek paramétereinek mérési adatokra való illesztésével próbálták meghatározni. E modellek összetettsége az elérhető számítási kapacitások bővülésével nőtt. Az illesztéshez általában úgynevezett transzmissziós görbéket használtak. A transzmissziós görbék a detektor által adott jelet adják meg a hozzáadott szűrő vastagságának függvényében. A standard mérések során ionizációs kamrát használnak és a szűrő anyaga alumínium. Több különböző csőfeszültség esetén felvett transzmissziós görbét együttesen használtak a modellparaméterek illesztéséhez. Napjainkban Monte Carlo szimulációval kapott spektrumok segítségével modellezzük a röntgensöveket.

A nyaláb keménységét vagy áthatoló képességét a HVL (half value layer) értékkel jellemezzük, amely azt a hozzáadott szűrő vastagság értéket adja meg, amelynél a transzmissziós görbén a mért detektorjel a felére csökken. A HVL értéke függ a csőfeszültségtől, a röntgensőben használt szűréstől és a mérés során használt detektor spektrális érzékenységétől. Az ionizációs kamrával végzett transzmissziós mérések HVL értéke igen érzékeny a spektrum kis energiájú (15-30 keV) részében bekövetkező változásokra. Ez abból a szempontból fontos, hogy az ebbe az energiatartományba eső fotonok jelentős járulékot adnak a bőr által elnyelt dózishoz, míg a beteg testén gyakorlatilag nem jutnak át, azaz a keletkezett képre gyakorolt hatásuk minimális.

Értekezésem első fejezetében áttekintem munkám tudományos előzményeit és a modellezni kívánt jelenségeket. A második fejezetben kitűzöm kutatási céljaimat. A harmadik fejezetben ismertetem az elvégzett mérések körülményeit és a szimulációk során megvalósított geometriák felépítéseit. A negyedik fejezetben tárgyalom kutatásaim eredményeit.

Munkám során az MCNPX [3] (Monte Carlo N-Particle eXtended) nevű Monte Carlo részecsketranszport kód segítségével részletesen vizsgáltam a röntgenső fókuszfoltjában keletkező röntgensugárzás tulajdonságait, azokat kísérletileg is ellenőriztem. Vizsgáltam az anódfelület tulajdonságainak a keltett röntgensugárzásra gyakorolt hatását. A dolgozatban leírt méréseimet a GE Healthcare budaörsi telephelyén végeztem el.

1. Tudományos előzmények

A röntgencső anódjából kilépő röntgensugárzás modellezésére tett kísérleteket az alkalmazott módszerek szerint több kategóriába sorolhatjuk: 1. empirikus, 2. szemi-empirikus, 3. Monte Carlo [4]. Az empirikus és szemi-empirikus módszerek esetén egy, a fizikai jelenségek tulajdonságainak felhasználásával szerkesztett matematikai formula paramétereit illesztjük mérési adatokra. Ekkor a modellünk prediktív képességeit az empirikus formula levezetése során figyelembe vett jelenségek és közelítések fogják limitálni. Ezen megszorítások ellenére empirikus és szemi-empirikus módszerekkel jól becsülhetőek az anódból kilépő röntgensugárzás paraméterei. A számítási kapacitások bővülésével Monte Carlo szimulációval reális számítási időn belül kaphatunk nagy felbontású eredményeket az anódból kilépő röntgensugárzás spektrumára vonatkozóan. A Monte Carlo módszer előnye, hogy a fotonok és az elektronok transzportjában fellépő összes jelenséget és azok egymáshoz csatoltságát (pl. egy elektron kelt egy másik elektront vagy fotont, majd a keltett részecske egy újabb elektront vagy fotont, és így tovább) könnyen és nagy pontossággal figyelembe tudjuk venni. Hátránya viszont annak statisztikai mivolta, azaz ha a szimuláció eredményének bizonytalanságát a felére akarjuk csökkenteni vagy a számolt spektrum energiefelbontását adott bizonytalanság mellett a kétszeresére növelni, akkor a szimuláció futási ideje a négyszeresére nő. Ezen korlátot a napjainkban elérhető számítási kapacitások jelentősen csökkentik. A számolások és szimulációk eredményét nem csak az egyes folyamatok modelljeinek tulajdonságai határozzák meg, hanem az azok elvégzéséhez használt geometria is, például az anód felületi érdessége [5]. Illetve akár szándékos módosítás lehet, az anód termális tulajdonságainak javítása érdekében [6-10].

1.1 Empirikus modellek

Elsőként Kramers [11] adott egy egyszerű modellt a fékezési sugárzás számításához, amely több közelítést is tartalmazott. Számos kutató fejlesztette tovább e modellt, többek között Birch és Marshall [12] (BM model), Tucker, Burns, Chakraborty [13] (TBC modell) és Poludniowski [14,15]. Ezen modellek formalizmusukban nagyon hasonlóak. A BM és TBC modell a fékezési sugárzás számolását tekintve gyakorlatilag megegyezik. Különbség a BM modellben kilépési szög figyelembe vételének módja és a hibásan használt relativisztikus korrekciós faktor. A TBC modellben a karakterisztikus sugárzás modellje szintén tovább lett fejlesztve. Bissonnette részletesen összehasonlította e két modellt [16]. Poludniowski e

modellek elektrontranszportot leíró részét fejlesztette tovább Monte Carlo szimuláció segítségével [14], illetve a fékezési sugárzás hatáskeresztmetszetének számolásához nem illesztett polinomot, hanem egyéb elméleti megfontolásokból származó formulákat használt [15].

1.1.1 BM és TBC fékezési sugárzás modellek

Az alábbiakban közlöm Tucker és társai által adott fékezési sugárzást leíró formula levezetését, így az olvasó pontos képet kap e két szemi-empirikus modell formuláinak levezetése során használt közelítésekről [13].

Az E és $E + dE$ közötti energiatartományba eső foton keltésének differenciális hatáskeresztmetszetét egy Ze töltésű atommaggal kölcsönható T mozgási energiájú elektron esetén a következő formula adja:

$$d\sigma_{rad} = \sigma_0 Z^2 B \frac{T + m_0 c^2}{T} \frac{dE}{E}, \quad (1)$$

ahol

$$\sigma_0 = \alpha r_e^2 \quad (2)$$

és α a finomszerkezeti állandó, r_e a klasszikus elektron sugár, B egy lassan változó függvény, melynek változói Z és T . Adott fotonenergia-tartomány és elektron mozgási energia esetén $d\sigma_{rad}$ arányos a keltett fotonok számával. Ennek segítségével megkaphatjuk az E és $E + dE$ közötti energiatartományba eső fékezési sugárzási fotonok átlagos energiáját egy T mozgási energiával rendelkező elektron esetén, amely dx mélységbe hatol be az anódba az elektron becsapódásának irányában:

$$dT_{rad}(E) = (\rho / A) E d\sigma_{rad} dx, \quad (3)$$

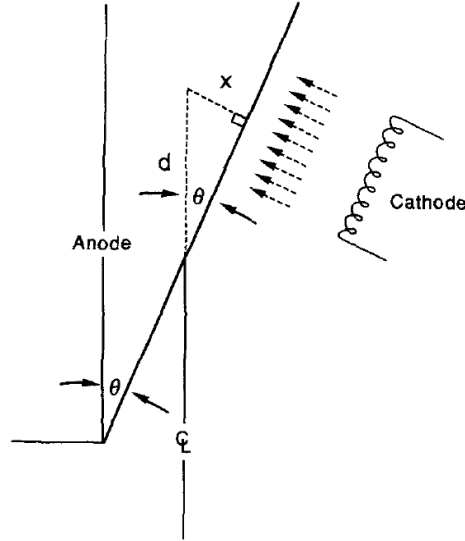
ahol ρ az anód anyagának sűrűsége, A az anód anyag atomjainak tömege és (ρ / A) az atomok száma egységnyi térfogatban. Feltételezve, hogy egy elektron dx mélységbe hatolva dT mozgási energiát veszít $dT_{rad}(E)/dT$ adja az elektronok mozgási energiájának azon hányadát, amely E energiájú fékezési sugárzási fotonok keltésére fordítódik. E hányadost az elektron mozgási energiája szerint kiintegrálva megkapjuk az E és $E + dE$ közötti energiatartományba eső fékezési sugárzási fotonok intenzitását:

$$E N(E) dE = \int_E^{T_0} \left(\frac{dT_{rad}(E)}{dT} \right) dT, \quad (4)$$

ahol T_0 az elektron kezdeti mozgási energiája és $N(E)dE$ pedig az E és $E + dE$ közötti energiatartományba eső fotonok száma. Behelyettesítve a (4) egyenletbe a (1) és (3) egyenleteket, a következőt kapjuk:

$$N(E)dE = \frac{\sigma_0 Z^2}{A} \frac{dE}{E} \int_E^{T_0} B \frac{T + m_0 c^2}{T} \left(\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx} \right)^{-1} dT, \quad (5)$$

ahol még nem vettük figyelembe az anód attenuációját.



4. ábra: A fókuszolt anód felületére merőlegesen vett metszete. A fotonkeletkezés mélysége (x) és a kilépéshez szükséges úthossz (d) közötti kapcsolat. (Forrás: [13])

Az anód attenuációjának figyelembevételéhez először tekintsük át a 4. ábrán látható geometriai viszonyokat. Az elektronok merőlegesen csapódnak az anód felszínébe. Az elektron behatolási mélysége és a detektor irányába haladó foton által az anódanyagban megtett útja között egyértelmű kapcsolat van:

$$d = x / \sin(\theta), \quad (6)$$

ahol θ a kilépési szög, x az elektron behatolási mélysége és d a vizsgált foton által megtett út. Ezután a Beer-Lambert törvény segítségével könnyen megkaphatjuk a fotonok anódból való kijutásának valószínűségét:

$$F = \exp[-\mu(E) \cdot d] = \exp[-\mu(E) \cdot x / \sin \theta], \quad (7)$$

ahol $\mu(E)$ az anód anyagának lineáris attenuációja adott E fotonenergia esetén. Az elektronok átlagos mozgási energiája és az x behatolási mélység között a Thomson-Whiddington [14] törvény teremt kapcsolatot:

$$x = \frac{T_0^2 - T^2}{\rho c}, \quad (8)$$

ahol c az empirikus úton meghatározott Thomson-Whiddington konstans. Ezt felhasználva a (7) egyenlet a következő módon alakul:

$$F(E, T) = \exp[-\mu(E) \cdot (T_0^2 - T^2) / (\rho c \sin \theta)]. \quad (9)$$

Ilyen módon figyelembe véve az anód attenuációját a következő formulát kapjuk a fékezési sugárzás spektrumának számításához:

$$N(E)dE = \frac{\sigma_0 Z^2}{A} \frac{dE}{E} \int_E^{T_0} B \frac{T + m_0 c^2}{T} F(E, T) \left(\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx} \right)^{-1} dT, \quad (10)$$

ahol B következőképpen volt definiálva:

$$B = [A_0 + A_1 T_0] \left[1 + B_1 \left(\frac{E}{T} \right) + B_2 \left(\frac{E}{T} \right)^2 + B_3 \left(\frac{E}{T} \right)^3 + B_4 \left(\frac{E}{T} \right)^4 \right], \quad E \leq T. \quad (11)$$

$$B = 0, \quad E > T$$

Az egyes együtthatók a modell empirikus paraméterei, amelyek értékei mérési adatokra való illesztéssel lettek meghatározva.

A fenti levezetést áttekintve a következő közelítéseket, egyszerűsítéseket használja a modell:

1. A becsapódó elektronnyalábot egy vonal menti forrásként tekinti, azaz csak a behatolási mélység függvényében változnak az elektronnyaláb paraméterei.
2. Az elektronok mozgási energiájának egy adott mélységben nincs eloszlása, értéke a Thomson-Whiddington törvény segítségével becsült átlagos mozgási energiával esik egybe.
3. Izotrópnak tekinti a keltett fékezési sugárzást, így a kilépő fotonok szögfüggésére csak az anód attenuációja van hatással.

Az 1. közelítés merőleges elektron becsapódás esetén a probléma hengerszimmetrikusságából adódóan teljes mértékben helyénvaló.

A 2. közelítés jelentősen egyszerűsíti a modellt, a transzport mélyebb ismerete szükséges a részletesség növeléséhez. Poludniowski Monte Carlo szimuláció segítségével több lehetséges bővítési lehetőséget is leírt.

A 3. közelítést Poludniowski is alkalmazza az anódból kilépő röntgensugárzás spektrumának számolásához. Munkám során e közelítés hatásait részletesen vizsgáltam Monte Carlo szimuláció segítségével.

1.1.2 Poludniowski modellje

Poludniowski részletesebben vizsgálta az anódanyagba becsapódó elektronnyaláb tulajdonságait és ez alapján tovább fejlesztette az előbb bemutatott empirikus modellt [14,15]. Az E és $E + dE$ közötti energiatartományba eső fékezési sugárzási fotonok számának kalkulálásához a következő formulát kapta:

$$N(E, \theta) = d_x n \int_0^\infty dx \int_{E/T_0}^1 \frac{\Phi(E, T_i(u))}{T_i(u)} f(u, x) F(E, x, \theta) du, \quad (12)$$

ahol $N(E, \theta)$ a fékezési sugárzási fotonok számsűrűsége, $\Phi(E, T_i(u))$ az E és $E + dE$ közötti energiatartományba eső fékezési sugárzási fotonok keltésének differenciális hatáskeresztmetszete, T_0 az vizsgált csőfeszültség esetén a becsapódó elektronok maximális mozgási energiája, $T_i(u)$ a keltő elektron mozgási energiája, u az elektron mozgási energiájának és az adott csőfeszültséghez tartozó legnagyobb mozgási energia hányadosa, $f(u, x)$ az elektronok számsűrűsége, $F(E, x, \theta)$ az anódból kijutó fotonok aránya, amely a TBC modell estében is azonos módon volt definiálva a 7. egyenletben. Az n és d_x mennyiségek konstanstok, az első az anód atomjainak számsűrűsége, míg a második mennyiség az úgynevezett diverzitás, amely az elektronok megtett útja álagának és a behatolási mélységnek a hányadosa, ebben az esetben az értéke 2.

Az $f(u, x)$ mennyiség azon elektronok számsűrűsége, amelyek az x mélységben mozognak és mozgási energiájuk egyenlő a kezdeti mozgási energia u hányadával, Az $f(u, x)$ mennyiséget Poludniowski „joint frequency density”-nek nevezte el. Az elektron számsűrűséget két mennyiség szorzataként állította elő, az egyik a síkon vett gyakoriság $\eta_{pl}(x)$, amely leírja, hogy az elektronok adott x mélységben lévő síkon milyen gyakran haladnak keresztül, a másik pedig az adott mélységben lévő síkon áthaladó elektronok energia eloszlása $P(u|x)$. A következő alakot kapta:

$$f(u, x) = \eta_{pl}(x) P(u|x). \quad (13)$$

További vizsgálódás céljából tovább bontotta a kifejezést. A felbontás szempontja az volt, hogy az elektronok első alkalommal (F, first-pass) vagy többedére (M, multiple-pass) haladtak át az adott mélységben lévő síkon. Ekkor a 13 egyenlet a következő módon alakul:

$$f(u, x) = \eta_F(x) P_F(u|x) + \eta_M(x) P_M(u|x). \quad (14)$$

Az első tag az x vastagságú lemez transzmissziós tulajdonságaival, míg a második tag az x vastagságnál mélyebben lévő anyagréstről történő visszaszórással hozható összefüggésbe. Poludniowski a következő négy empirikus megközelítést adta az elektronok számsűrűsége:

$$f_1(u, x) = \delta[u - u_{TW}(x)], \quad (15a)$$

$$f_2(u, x) = \eta_F(x) \delta[u - u_{TW}(x)], \quad (15b)$$

$$f(u, x)_3 = \eta_F(x) \delta(u - \langle u(x) \rangle_F) + \eta_M(x) \delta(u - \langle u(x) \rangle_M), \quad (15c)$$

$$f(u, x)_4 = \eta_F(x) P_F(u|x) + \eta_M(x) P_M(u|x), \quad (15d)$$

ahol a transzportot jellemző egyes mennyiségek az elektrontranszport Monte Carlo szimulációira illesztett empirikus formulákkal lettek megadva.

Összevetve a Tucker (10. egyenlet) és Poludniowski (12. egyenlet) által adott szem-empirikus modelleket, a 15b egyenletben megadott variánst felhasználva a két modell gyakorlatilag megegyezik, az egyes mennyiségek megfeleltethetők egymásnak a két formulában. A 15b és 15d variánsok közötti különbség mutatja meg igazán szemléletesen a lényegi eltérést a két modell között, azaz Poludniowski modellje figyelembe veszi az elektrontranszport azon tulajdonságát, hogy adott mélységben lévő síkon keresztülhaladó elektronoknak nem egy adott értéket vesz fel a mozgási energiája, hanem folytonos eloszlása van, amely függ a mélységtől.

1.2 A Monte Carlo szimuláció alapjai

Az alábbiakban a Monte Carlo szimuláció és az MCNPX Monte Carlo részecsketranszport kód azon részleteit fogom bemutatni, amelyek a későbbi eredmények megértése és értelmezése szempontjából fontosak és felhasználásra kerültek [17,18].

A szimuláció során az egyes fizikai folyamatok kimeneteit valószínűségi eloszlásfüggvényekkel írjuk le, és ezen eloszlásokat mintavételezve generálunk részecske trajektóriákat. A szimuláció kimeneteként kapott fizikai mennyiségeket a generált trajektóriák adatainak elemzésével kapjuk. A szimulációk során úgynevezett pszeudovéletlenszám-generátorokat használunk, amelyek adott algoritmusok alapján mindig ugyanazokat a számsorokat állítják elő, így többször megismételve a Monte Carlo szimulációt numerikusan egyező eredményt fogunk kapni. A véletlenszám-generátor képes a számsort tetszőleges sorszámú elemtől folytatni és mivel a szimuláció során vizsgált részecskék eseményei egymástól függetlenek, így párhuzamosíthatóak a szimuláció számításai. Mivel a Monte Carlo

szimuláció mintavételezésen alapul, így a szimuláció eredményének statisztikai bizonytalanságai vannak, amelyek mértéke a minták számának növelésével csökkenthető. Az eredmény bizonytalanságának felére csökkentéséhez négyszer annyi trajektóriát kell vizsgálni.

A legszemléletesebben a részecskék által két ütközés között megtett út segítségével lehet megmutatni a mintavételezés módját. Az egyes folyamatokat leíró hatáskeresztmetszetek összege a teljes hatáskeresztmetszet, amely segítségével két kölcsönhatási esemény térbeli pozíciója közötti távolság mintavételezését tudjuk elvégezni. Annak valószínűsége, hogy két egymást követő kölcsönhatás térbeli távolsága l és $l + dl$ közé esik:

$$p(l)dl = e^{-\sigma_t l} \sigma_t dl, \quad (16)$$

ahol σ_t a közeg makroszkopikus teljes hatáskeresztmetszete, amelyet az egységnyi úthosszon bekövetkező ütközés valószínűségként értelmezhetünk. A 16. egyenletet integrálva megkapjuk a két egymást követő kölcsönhatás térbeli távolságát leíró valószínűségi változó eloszlásfüggvényét. A 0 és l határok között integrálva a $[0, l]$ tartományon egyenletesen eloszló ξ véletlenszám segítségével egy mintavételezési eljárást kapunk a részecske anyagban megtett útjára:

$$\xi = \int_0^l e^{-\sigma_t s} \sigma_t ds = 1 - e^{-\sigma_t l}. \quad (17)$$

Átrendezés után és figyelembe véve, hogy ξ és $1 - \xi$ ugyanúgy egyenletes eloszlású, a mintavételezéshez a következő formulát kapjuk:

$$l = \frac{1}{\sigma_t} \ln(\xi). \quad (18)$$

A fenti sémát a szimuláció során előforduló összes fizikai mennyiség mintavételezése során alkalmazhatjuk, így egy a $[0, 1]$ tartományon egyenletes eloszlású véletlenszám generátor segítségével minden ismert eloszlásfüggvényű folyamatot mintavételezni, azaz szimulálni tudunk.

Egy további véletlenszám segítségével határozzuk meg, hogy egy konkrét esemény során milyen folyamat legyen mintavételezve. Az egyes folyamatok hatáskeresztmetszeteinek aránya adja meg a hozzájuk tartozó valószínűség értékét. Az egyes események során keletkezett további részecskék adatai eltárolódnak az úgynevezett részecske bankban és a szimulációjukra akkor kerül sor, ha az éppen vizsgált részecske szimulációja befejeződött. Egy részecske mozgásának szimulációja több okból is véget érhet: elnyelődik, adott küszöb

alá csökken a mozgási energiája, a geometria olyan tartományába lép, amelyben nem folytatódik a szimuláció stb.

Ahhoz, hogy a számunkra érdekes fizikai információkat kinyerjük az MCNPX által végzett szimulációkból, úgynevezett gyűjtőket kell definiálnunk, melyet az angol irodalomban „tally”-nak neveznek. A különböző fizikai mennyiségek rögzítéséhez különböző gyűjtő típusok állnak rendelkezésre, a teljesség igénye nélkül: felületi fluxus, térfogati fluxus, fluxus egy adott pontban stb. Szimulációm során úgynevezett pontdetektorokat használtam a fotonfluxus meghatározásához, amelyek képesek a fotonokat két kategóriába sorolni aszerint, hogy kölcsönhatás nélkül, a szimulációban definiált forrásból érkeznek-e, vagy pedig valamilyen egyéb esemény során adnak járulékot a detektor jeléhez.

A szimuláció konvergenciájának gyorsítására úgynevezett szóráscsökkentő módszereket használhatunk. Analóg szimuláció esetén az egyes szimulált trajektóriák megegyeznek valóságban előforduló trajektóriákkal. Szóráscsökkentő módszerekkel ettől eltérünk, valamilyen módon elágaztatjuk a szimulált trajektóriát és a továbbiakban egymástól független módon végezzük a szimulációt a két ággal. Ahhoz, hogy a szimuláció eredménye ne változzon, az egyes ágakat megfelelő módon súlyozni kell. A szimuláció során minden egyes szimulált trajektóriához tartozik egy súlyérték is, amely annak felel meg, hogy hány darab valós részecskét reprezentál az adott trajektória.

Munkám során pontdetektorokat és az angol nyelvű irodalomban „forced collision”-nek nevezett szóráscsökkentő módszert használtam, amelyet „kényszerített ütközés”-nek fordíthatunk. A kényszerített ütközés során az adott cellába belépő trajektóriát két részre bontjuk. Az első a cellába való belépés helyéről indul, míg a második abból a pontból, amelynél a cellát egyenes vonalban tovább haladva elhagyta volna a cellába belépő részecske. A két ág súlya az ütközés és az átjutás valószínűségének arányában osztozik a cellába belépő trajektória súlyán. Az első részecske esetén egy véletlen szám segítségével meghatározzunk azt a pontot, amelynél az ütközés bekövetkezik. A részlegesen determinisztikus szóráscsökkentő módszerek közé tartozik a pontdetektor. A szimuláció során a pontdetektor minden egyes Monte Carlo esemény esetén kiszámítja, hogy mekkora valószínűséggel jutna egy részecske egy adott felületű detektorelemre. Fotonok esetén ez a Beer-Lambert törvény segítségével számolható. A pontdetektorokat csak töltés nélküli részecskék fluxusának számolásához lehet használni. Az MCNPX kézikönyv javasolja a pontdetektorok és a kényszerített ütközés együttes használatát nagy transzmissziójú cellák esetén. Az egyes ütközések során keltett részecskék analóg szimulációbeli számát adott valószínűséggel változtathatjuk, a szimuláció eredménye nem változik, ha súlyokat a változás

valószínűségének és a részecskeszám változásnak megfelelően megváltoztatjuk. Ha csökkentjük, akkor orosz rulettnek, ha növeljük, akkor trajektória hasításnak (splitting) nevezzük. A kutatásaim során ezeken kívül más szóráscsökkentő módszert nem használtam, így azok ismertetésére nem térek ki.

1.2.1 Az elektronok és fotonok csatolt transzportjának Monte Carlo szimulációja

Munkám során elektronok és fotonok csatolt Monte Carlo szimulációjával vizsgáltam a röntgenkészülékek működése során fellépő fizikai jelenségeket. Az elektronok és fotonok Monte Carlo szimulációja jelentősen eltér egymástól, mivel az elektron elektromosan töltött részecske, míg a foton nem.

Alumíniumban az 500 keV alatti fotonok néhány ütközés (~ 10) után elveszítik mozgási energiájukat, szimulációjuk egyszerű és gyors, az egyes kölcsönhatások pontszerűek és két ütközés között viszonylag nagy távolságot tesznek meg egyenes pálya mentén. Az elektronok vagy elektromosan töltött részecskék kölcsönhatásait a nagy hatótávolságú Coulomb erő határozza meg, így az anyagban való mozgásuk során nagyszámú kis mozgási energia csökkenéssel járó ütközésben vesznek részt. Ha a fotonokéhoz hasonló módon végeznénk a szimulációt, akkor kb. 10^5 darab ütközés szimulációját kellene elvégezni egyetlen 500 keV mozgási energiájú elektron pályájának mintavételezéséhez. Ezért az elektromosan töltött részecskék modellezése során közelítéseket kell alkalmaznunk.

Fotonok esetén az MCNPX a hatáskeresztmetszet adatokon keresztül a következő kölcsönhatási folyamatokat veszi figyelembe a számunkra érdekes 150 keV alatti fotonenergia-tartományban: fluoreszcencia, fotoelektromos effektus, Compton (inkoherens) szórás, Thomson (koherens) szórás. A Thomson szórást leszámítva mindig keletkezik legalább egy keltett elektron.

Az elektronok transzportját lépésekre bontjuk, amelyek elég nagyok ahhoz, hogy több ütközést foglaljanak magukba, de elég kicsik ahhoz, hogy az elektron mozgási energiájához képes kicsi legyen annak csökkenése a lépés során. Az egyes lépésekhez statisztikai törvényeket származtatunk az energia csökkenés mértékére és a mozgás irányának változására, amelyek segítségével elektron trajektóriákat generálhatunk. Ezen statisztikai mennyiségek származtatása az egyes kölcsönhatásokat leíró hatáskeresztmetszetekre alapult.

E módszereket többszörös szórás modelleknek nevezzük, az angol irodalomban: „Multiple Scattering Theory” [19].

Az elektrontranszport szimulációja során az MCNPX az úgynevezett CSDA (Continuous Slowing Down Approximation) módszert alkalmazza [17], amelyet „Fokozatos Lelassulás Közelítés”-nek fordíthatunk. Ezen algoritmus során az elektron mozgását annak mozgási energiája szerint lépésekre osztjuk, azaz a szimuláció során egy-egy lépéshez tartozó fázistérbeli pontok sorozatát állítjuk elő:

$$(0, E_0, t_0, u_0, r_0), (s_1, E_1, t_1, u_1, r_1), (s_2, E_2, t_2, u_2, r_2), \dots \quad (19)$$

ahol s_n a megtett út, E_n a mozgási energia, t_n az esemény bekövetkezésének időpontja, u_n a mozgás irányvektora és r_n az elektron helyvektora az n -dik lépés után. Két fázistérbeli pont közötti mozgási energia különbséget a következő módon kapjuk:

$$E_{n-1} - E_n = - \int_{s_{n-1}}^{s_n} \frac{dE}{ds} ds, \quad (20)$$

ahol $-\frac{dE}{ds}$ a közegre jellemző egységnyi úthosszra eső lassító képesség (angolul: Stopping Power), amely erősen függ az elektron mozgási energiájától. Az MCNPX algoritmus által használt hatáskeresztmetszet táblázat esetén az egymást követő fázistérbeli pontokhoz tartozó mozgási energiára a következő összefüggés érvényes:

$$\frac{E_n}{E_{n-1}} = k, \quad (21)$$

ahol k egy a táblázat készítése során rögzített konstans, melynek értéke $2^{-1/8}$, amely átlagosan 8,3% mozgási energia csökkenést jelent lépésenként. Ezen lépéseket, melyek $s = s_n - s_{n-1}$ hossza függ az elektron mozgási energiájától, energialépéseknek vagy fölépéseknek nevezzük. A szimuláció során egy-egy s hosszúságú energialépés további allépésekre van bontva, amelyek hossza s/m . Az elektronok mozgásirány változása és az elektronok által keltett másodlagos részecskék az allépések során vannak mintavételezve. Az egyes allépésekhez tartozó mozgási energia csökkenés lineárisan van interpolálva a fölépéshez tartozó energia csökkenés alapján. Az m egész értéke empirikus módon volt meghatározva, értéke a közeg átlagos rendszámától függ, értéke 2-től ($Z < 6$) 15-ig ($Z > 91$) terjed.

Az elektrontranszporthoz tartozó táblázatok tartalmazzák a foton keltés valószínűségét. Az MCNPX által használt el03 táblázat minden egyes lépés esetén Poission eloszlás szerint mintavételezi a keltett fotonok számát. Foton keltés esetén az elektron

mozgásának iránya nem változik, mivel azt a többszörös szórás modell irányítja. Az elektron energiája a keltett foton energiájával csökken az allépés végén. A keltett foton iránya a táblázatok alapján van mintavételezve a keltő elektron irányához képest.

1.2.2 A fékezési sugárzás tulajdonságai és modellezése

Az előző fejezetben láthattuk, hogy az elektronok mozgásának modellezése során a szimuláció számításigényének féken tartása végett közelítéseket kellett alkalmazni és hogy az elektrontranszport al-lépései során mintavételeződnek a keltett fotonok. A fotonok mozgás irányának mintavételezéshez szükség van egy szögszerinti eloszlásfüggvényre, amelynek referenciairánya megegyezik az elektron al-lépés irányával. Az alkalmazott szögszerinti eloszlásfüggvény forgásszimmetrikus, a szimmetriatengely a referenciairány.

A lassuló elektron által keltett fékezési sugárzás szögfüggését először Sommerfeld vizsgálta a klasszikus elektrodinamika segítségével [20]. Agarwal [21] és Michette és Buckley [22] könyveiben megtalálható az elektron által keltett fékezési sugárzás szögfüggésének leírása, Agarwal részletesen összehasonlítja Sommerfeld klasszikus elektrodinamikai eredményét kvantummechanika számításokkal. Mindkét elmélet azt mutatja, hogy a fékezési sugárzás irányeloszlása a lassuló elektron mozgásirányában koncentrált. Az iránykoncentrálttság mértéke az elektron mozgási energiájától és a keltett foton energiájától függ.

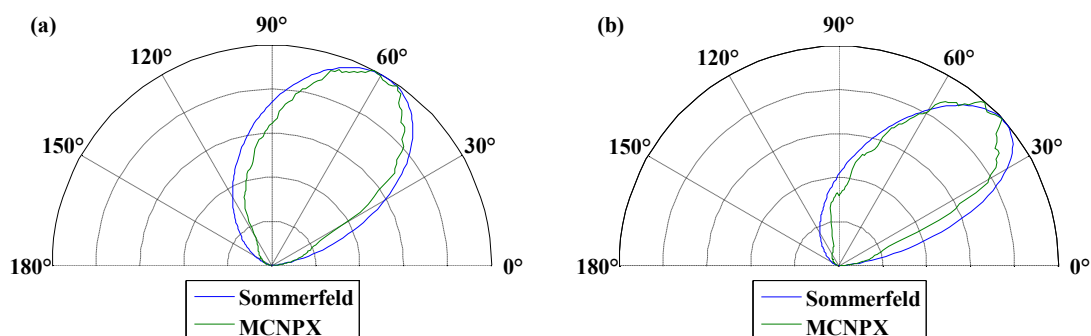
Sommerfeld egy egyenes vonal mentén lassuló elektron esetére vonatkozóan végezte el a számításait és a következő formulát kapta az intenzitás szögszerinti eloszlásának leírására:

$$I(\Theta) \sim \int_0^{\beta_0} \frac{\sin^2 \Theta}{(1 - \beta \cos \Theta)^5} d\beta, \quad (22)$$

ahol Θ az elektron kezdeti mozgásiránya és a keltett foton mozgásiránya által bezárt szög, β az elektron sebessége fénysebesség egységeiben és β_0 a kezdősebesség. A 22. egyenlet levezetése során azt a feltételezést használta, hogy az elektron gyorsulása párhuzamos a sebességével és a gyorsulás értéke konstans.

A 22. egyenletben szereplő formula által megadott szögszerinti eloszlást és MCNPX által használt eloszlást mutatja az 5. ábra β_0 0,4 és 0,6 értékénél, amelyek 46,5 és 127,7 keV mozgási energiával rendelkező elektronok sebességének felelnek meg. Az elektron a 0°

irányába halad. Mivel az MCNPX jelenleg nem képes a használt szögszerinti eloszlás adatainak exportálására, illetve ábrázolására, így egy speciális input file segítségével készített adatsor értékeivel készült az 5. ábra. A szögfüggés generálásához használt input file a függelékben megtalálható. A zaj csökkentés érdekében a legnagyobb fotonenergia 90 és 100%-a közötti energiatartományon kapott fluxus összegét használtam a görbét leíró adatsor készítéséhez. Ezek alapján láthatjuk, hogy a fékezési sugárzás szögfüggése jelentős anizotrópiát mutat, amelyet az MCNPX figyelembe vesz.



5. ábra: A fékezési sugárzás szögfüggése, a) $\beta_0=0,4$ és b) $\beta_0=0,6$ esetben. (Forrás: [21])

1.3 A felületi érdesség és hatásainak modellezése

A röntgensövek használata során az anód felületének minősége változik. Először Nowotny [5] vizsgálta a felületi érdesség hatását a BM modell [12] segítségével. Meghzi fene [23] az anód anyagából készült szűrő segítségével próbálta leírni a felületi érdesség hatását. Mehranian [24] Monte Carlo szimuláció segítségével vizsgálta a felületi érdesség röntgenspektrumra gyakorolt hatását.

1.3.1 A felületi egyenetlenség kísérleti meghatározása

Nowotny [5] több különböző forgó anódú röntgensövet vizsgált meg. Optikai mikroszkópos elemzés után öt kiválasztott egész anódot vagy anód darabot vizsgált tovább, amelyek közül három darab két különböző méretű fókusznyommal rendelkezett a kis és nagyobb méretű fókuszfoltok számára.

Szimulációihoz profilométerrel rögzítette a felületek profiljait, az egyes profilok a kúpos anódfelület sugarának irányában készültek. A méréshez használt tű csúcsának sugara $1\mu\text{m}$, kúpszöge 90° volt. Általában kb. 2 mm hosszúságú profilokat rögzített. A profilok

középvonalának meghatározásához a mért adatsorokra egyenest illesztett és az ettől való eltérést használta a szimulációiban profilként. A felületek jellemzésére a következő módon definiált felületi érdesség-értéket használta:

$$R_a = \frac{1}{l} \int_l |\varepsilon| dx, \quad (23)$$

ahol ε a profil eltérése az átlagos szinttől, l a referenciahossz, melynek értéke 200 μm volt. Az egyes referencia szakaszokon kapott értékek átlagával jellemezte az egyes felületeket. Az átlagolt érdesség értékek száma függött a profil tényleges hosszától.

Három darab mért profilt ábrázoló grafikont közöl, amelyek két fókusznyommal rendelkező anód felületéről származtak. Az egyes profilok az anódfelület különböző részeihez tartoznak: a) az eredeti polírozott felület, b) a nagy fókuszfolthoz tartozó fókusznyomon és c) a kis fókuszfolthoz tartozó fókusznyomon. Az ábrák feldolgozása után összehasonlítottam, az általa megadott felületi érdesség-értékeket azokkal a felületi érdesség-értékekkel, amelyeket a teljes felületre számítottam. Azaz az általam végzett számolásban a referencia hossz megegyezett a profil teljes hosszával. A felületi érdességek újraszámolása után különböző érdesség értékeket kaptam a Nowotny által publikált három felületre: (R_a Nowotny / R_a saját) 1,32/1,30, 2,05/3,84 és 5,22/11,02. Ezt a különbséget a számolási módszerek közötti különbség okozza. Érdesebb felületek esetén a különbség nagyobb. A teljes felületre számolt felületi érdesség legnagyobb értéke 11,02 μm volt. A vizsgálatra kiválasztott anódok látszólag jól lefedték az előforduló felületi érdesség-tartományt, de praktikus maximumot nem tudott megadni.

A spektrum számolás során a BM modellt használta [12]. A BM modell esetén az elektronok behatolási mélysége és mozgási energiája között egyértelmű összefüggés van. Az elektron energiájának függvényében 1 keV-es felbontással meghatározta az éppen aktuális behatolási mélységet, majd a profil és az elektron pozíciója alapján kiszámolta a foton kilépéshez szükséges úthosszat. Az átlagos úthossz érdes felületek esetén általában hosszabb volt, mint ideális síkfelület esetén. Így a BM modell empirikus integrálformulájában szereplő anód attenuációt leíró tag segítségével figyelembe vette a profil alakjának hatását az anód elnyelésére. E spektrum számolási eljárást több véletlenszerűen kiválasztott elektron becsapódási pozíció esetén elvégezte (11000-40000) és addig folytatta, amíg a számolt átlagos foton úthossz növekedés bizonytalansága 0,5% alá nem csökkent.

Azt tapasztalta, hogy a legnagyobb felületi érdességű profil 18 μm átlagos úthossz növekedést okoz 16° anódszög esetén. Az általa megfigyelt legnagyobb HVL változás 0,2 mm növekedés volt a 11,02 μm R_a felületi érdességű profil és 80 kVp csőfeszültség

esetén. A legnagyobb átlagos fotonenergia változás 1 keV növekedés volt 70 kVp csőfeszültség esetén.

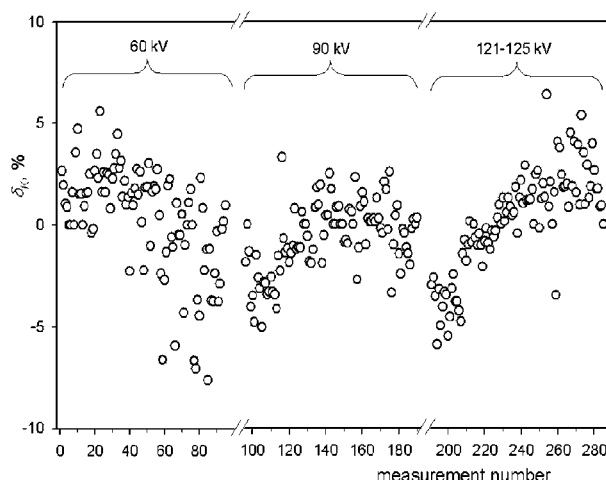
1.3.2 Meghzipene illesztési módszere

Nowonty [5] azon tapasztalata alapján, hogy a felületi érdesség növeli a fotonok anódanyagban megtett átlagos úthosszát Meghzipene [23] egy egyszerű illesztési módszert javasolt a felületi érdesség spektrumra gyakorolt hatásának leírására. A modell egy az anód anyagából készült szűrőből és egy normálási faktorból állt. Az illesztés során két paramétert változtatott: a szűrő vastagságát és a normálási faktort, amely paraméterek minden csőfeszültség esetén azonosak voltak. A paraméterillesztést különböző szűrővastagságok és csőfeszültség értékek mellett felvett Air Kerma értékek segítségével végezte el. Az illesztésnél használt költségfüggvény a következő volt:

$$S = \sum_i \left[\frac{K_{m,i} - kK_{c,i}(kVp_i, a_i; f_a)}{K_{m,i}} \right]^2, \quad (24)$$

ahol $K_{m,i}$ az i -dik mérési paraméter kombinációban mért kerma érték, $K_{c,i}$ az i -dik mérési paraméter kombinációban számolt kerma érték, k a normálási konstans, a_i a mérés során hozzáadott alumíniumszűrő vastagsága, f_a a röntgenső belsőszűrése, kVp_i a csőfeszültség.

Kilenc darab különböző röntgenső esetén végzett méréseket, összesen 19 darab adatsort gyűjtött össze. Az egyes csövek esetén két fókuszfolt méret is elérhető volt, illetve az egyik cső esetén elérhető volt egy további 0,1 mm vastag rézszűrő is. Az alumínium transzmissziós görbék öt vastagság értéknél lettek felvéve: 0, 2, 4, 8 és 12 mm, és három különböző csőfeszültsége esetén: 60, 90 és 121-125 kVp.

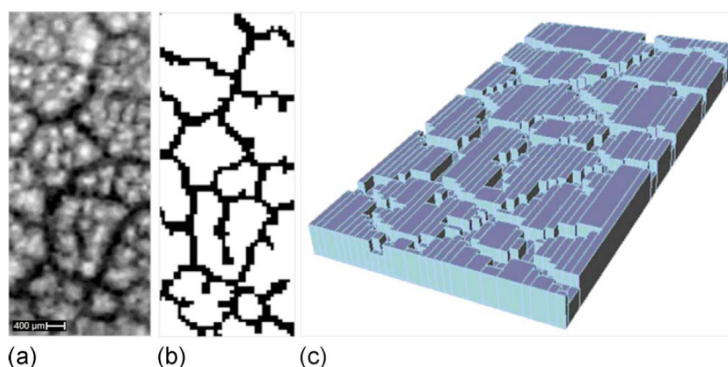


6. ábra: Meghzipene cikkének 3. ábrája: a mért és számolt air kerma értékek relatív eltérése $\delta_K = (K_{fit} - K_{mért})/K_{mért}$, csőfeszültség szerint csoportokba rendezve, az egyes csoportokon belül növekvő szűrővastagság szerint rendezve. (Forrás: [23])

A 6. ábra mutatja az illesztési módszer által kapott air kerma értékek relatív hibáját, $\delta_K = (K_{\text{fit}} - K_{\text{mért}}) / K_{\text{mért}}$, Meghizfene cikkének 3. ábrája [23]. Az adatok először csőfeszültség szerint lettek csoportokba rendezve, majd az egyes csoportokon belül szűrővastagság szerint. Ezen ábrázolás mód szerint rendezve a mérési adatokat könnyen láthatóvá válik az illesztési eljárás hibája. 60 kVp csőfeszültség esetén a szűrés növelésével eleinte túl, majd alá becsli az illesztési eljárás a mért air kerma értékeket, azaz a számolt spektrum lágyabb mint a valós. 120 kVp csőfeszültség esetén a trendek pontosan fordítottak és a számolt spektrum keményebb, mint a valós. 90 kVp csőfeszültség esetén a trendek nem ennyire egyértelműek, a két szélső csőfeszültség esetén megfigyelhető trendek valamilyen köztese. Az illesztési eljárás air kerma becslésének legkisebb és legnagyobb relatív hibája -7,6% és 6,4% volt.

1.3.3 Mehranian Monte Carlo szimulációi

Mehranian [24] több túlhasznált forgóanódot vizsgált meg, a vizsgált felületekről képfelvételeket készített. A képek elemzése alapján arra a megállapításra jutott, hogy a túlhasznált anódok felületét mély repedések szabdalják. A repedések szerkezetében struktúrát vélt felfedezni. Az anódfelületet szélesebb repedések kisebb területekre szabdalják, e repedések összeszűkülve kisebb repedésekké ágaznak. A legrosszabb állapotú anódot elektronmikroszkóp segítségével tovább vizsgálta és megállapította, hogy legömbölyödött élű szemcsék alkotják a széles repedések által határolt területeket. A szemcsék éleinek görbülete a $80 \pm 20 \mu\text{m}$ tartományba esett, míg a szélesebb repedések szélessége elérte a $100 \mu\text{m}$ -t a kisebb leágazásoké pedig kb. a $20 \mu\text{m}$ -t. Profilométer segítségével is vizsgálta a felületek struktúráit. A legérdekesebb profil esetén a repedések elérték a $130 \mu\text{m}$ mélységet, míg a felületi érdesség (R_a) az $50 \mu\text{m}$ -t.



7. ábra: Mehranian cikkének 3. ábrája: A Monte Carlo szimuláció geometriájának menete a) az anód felületéről készült eredeti felvétel, b) profilométerrel készült mérések alapján skálázott felvétel, c) az anódmodellről készült 3D kép. (Forrás: [24])

Ezen ismeretek alapján készítette el a Monte Carlo szimulációk során használt geometriai modellt. A felület modelljének létrehozását szemlélteti a 7. ábra. A felületmodell különböző magasságú hasábokból állt. Az egyes hasábok magasságát az anódról készült képek fényesség értékei határozták meg. Ez a geometria definiálása során nagyszámú felületet és cellát eredményezett, ezért közelítéseket kellett alkalmaznia az MCNP input létrehozásakor. Így elhanyagolta a széles repedések közötti felületrészek struktúráit és a repedések aljának mélységet egyenlővé tette azok mért értékeinek átlagával. Végeredményben a szimulációhoz egy olyan geometriát kapott, amelyben két magasságérték van: a felület szemcséinek felülete (0) és a repedések mélysége, amely megegyezett a profilométerrel végzett mérések során tapasztalt mélységek átlagával, lásd 7. b) és c) ábrát. Az egyes repedések oldal falai merőlegesek voltak a felület átlagos szintjére. Szimulációi során az elektronnyaláb meg volt döntve a spektrum detektálásához használt pontdetektorokkal ellentétes irányban. A döntés szöge megegyezett az anódszöggel. Szimulációit több repedés mélység (0, 5, 8, 10, 15, 20, 30, 50 μm), anódszög (6, 8, 10, 12, 14°) és csőfeszültség (50, 70, 80, 100, 120 kVp) érték mellett végezte el.

Több nyalábtulajdonságot leíró mennyiség változását vizsgálta a felületi érdesség függvényében, többek között a nyaláb intenzitása, bőrdózis, HVL stb. Szimulációs eredményinek kiértékelése során az expozíció kivételével csak a becsapódó elektronnyaláb irányára merőlegesen kilépő röntgennyaláb paramétereit vizsgálta. Legnagyobb intenzitás csökkenés, amelyről beszámol 17%, 50 kVp csőfeszültség, 6° anódszög és 50 μm felületi érdesség esetén. A HVL különböző felületi érdességek esetén általában növekszik, kis anódszögek (6°) és kis csőfeszültség esetén tapasztal HVL csökkenést, azaz nyaláblágyulást. A repedés mélység növelésével a beteg bőr dózis csökkenését írja le, 12° anódszög esetén 0 μm -ról 50 μm -re növelve a repedés mélységet 15%-kal csökkent a beteg bőr dózis.

2. Célkitűzések

Jelen disszertáció a GE Healthcare és a Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszéke közötti együttműködés során keletkezett. Együttműködésünk egyik célja az XTOP (X-ray Technique Optimization Platform) szimulációs eszközben alkalmazott fizikai modellek továbbfejlesztése. A mérnöki munka során az XTOP szimulációs eszköz segítségével végzik az Innova típusú készülékek vezérlésének optimalizációját, így annak pontossága explicit összefüggésben áll a beállítás-tervezés ellenőrzésére szánt idővel és a felhasznált emberi erőforrással.

Általános célom az egyes képalkotási paraméterek számítási pontosságának növelése és a megfelelő kalibrációs technikák kidolgozása. Az együttműködés ütemezéséből és az ésszerűségből fakadóan a szimulációs eszköz fejlesztéséhez először a röntgenforrást leíró modellt és a hozzá kapcsolódó fejlesztési lehetőségeket fogom megvizsgálni. Az XTOP jelenleg az IPEM táblázatot [25] használja az anódszög irányában kilépő röntgensugárzás spektrumának leírására. Az IPEM táblázat a korábban bemutatott BM modell paramétereinek kísérleti adatokra való illesztésén alapul. A táblázat a 30 - 150 kVp csőfeszültség-tartományt fedi le 1 kVp lépésekben és kb. a 6-22° kilépésszög-tartományt kb. 1°-os lépésekben. Mivel az Innova rendszerekben a flat panel detektor a kb. 2-24° kilépésszög-tartományt fedi le, így az IPEM táblázat elégtelen ahhoz, hogy a teljes Innova rendszer Monte Carlo szimulációja során olyan fotonforrást tudjak majd definiálni, amely lefedi a szükséges kilépésszög-tartományt. Továbbá a BM modell empirikus formulájának levezetéséből látszik, hogy elhanyagolja a fékezési sugárzás anizotrópiáját. Ezen okok miatt egy teljesen új spektrumtáblázat készítését fogom elvégezni.

Az irodalomból ismeretes, hogy a felületi érdesség hatással van a fókuszfoltból kilépő röntgensugárzás spektrumának tulajdonságaira [5,24], illetve a különböző gyártók által készített röntgensövek öregedési tulajdonságai eltérőek lehetnek. Ezért meg fogom vizsgálni az Innova típusú készülékekben is használt Maxiray 150 típusú röntgensövek anódfelületének tulajdonságait.

A vizsgálatok eredményét és az irodalomból származó anódfelület-profilokat felhasználva Monte Carlo szimulációkat fogok végezni a felületi érdesség hatásának vizsgálatára. A végső célom spektrumtáblázatok készítése a felhasznált profilokhoz, amelyeket később a rendszer további részéhez tartozó szimulációk elvégzéséhez fogok majd felhasználni.

3. Mérési és szimulációs módszerek

Ebben a fejezetben ismertetem a munkám során használt mérési és szimulációs elrendezéseket, az egyes Monte Carlo szimulációk során használt geometriákat és szóráscsökkentő módszereket.

3.1 Az Innova vaszkuláris rendszerek paraméterei

Méréseim elvégzéséhez a General Electric által gyártott Innova 3100 típusú [26] vaszkuláris röntgenkészüléket használtam. Egy Innova típusú készüléket mutat a 8. ábra. A képalkotáshoz használt röntgenső és detektor egy C alakú tartószerkezeten helyezkedik el, melynek segítségével gyakorlati szempontokból releváns vetületi irányokban készíthetünk felvételeket az asztalon fekvő páciensről.



8. ábra: Az Innova 4100 típusú vaszkuláris röntgenkészülék képe.

A készülékben lévő röntgenső olyan módon van beszerelve, hogy a forgó wolfram anód forgástengelye párhuzamos a C alakú tartó forgástengelyével és a négyszög alakú detektor két oldalélével. Így a felvett kép egy oszlopában lévő pixelek más és más kilépési szöghöz tartoznak, míg egy soron belül a kilépési szög konstansnak tekinthető. Ezt a szerkezeti tulajdonságot kihasználtam a mérési adatok elemzése során.

A készülék több detektormérettel kerül forgalomba (20, 30 és 40 cm), az általam használt készülék detektora 30x30 cm méretű volt. A detektor kb. a 2-24° kilépésszög-tartományt fedi le. Az Innova 3100-as típusban az anódszög értéke 11,25°. A detektor flat panel típusú, amelyben a fotodiódák mátrixára növesztett cézium-jodid tüskék alkotják a szcintillátort. Az ilyen típusú detektorok válaszele széles tartományon lineáris az expozícióval. Méréseim során olyan üzemmódban készítettem képeket, amelyben a kiolvasott kép pixeleinek fényességértékei lineárisan függtek a detektort ért expozíciótól.

Az egyes pixelek különböző konverziós hatásfoka, a kiolvasó elektronikák különböző erősítése és a röntgennyaláb inhomogenitása miatt a készüléket kalibrálni kell. A kalibráció során egy 20 mm vastag alumínium lemezt helyeznek a röntgencső burkolatára, majd 80 kVp csőfeszültség mellett képeket vesznek fel. Később e képek fényesség értékeivel osztják el a kiolvasott nyers képeket. A kalibráció során használt csőfeszültség és szűrés mellett készült képek homogének avagy konstans fényességűek lesznek, más csőfeszültségek és szűrők esetén inhomogenitások figyelhetők meg a kiolvasott képeken.



9. ábra: A mérések elvégzéséhez használt vezérlőszoftver grafikus felülete működés közben.

Az Innova típusú készülékekkel való mérések elvégzéséhez egy vezérlőszoftvert készítettem, melynek grafikus felületét mutatja a 9. ábra. Az Innova készülékek tesztelése részben automatikus, így rendelkezésre állt egy TCL [29] programozási nyelvben megvalósított függvénykönyvtár a készülék egyes paramétereinek beállításához és a készülék konzoljának szoftveres működtetéséhez.

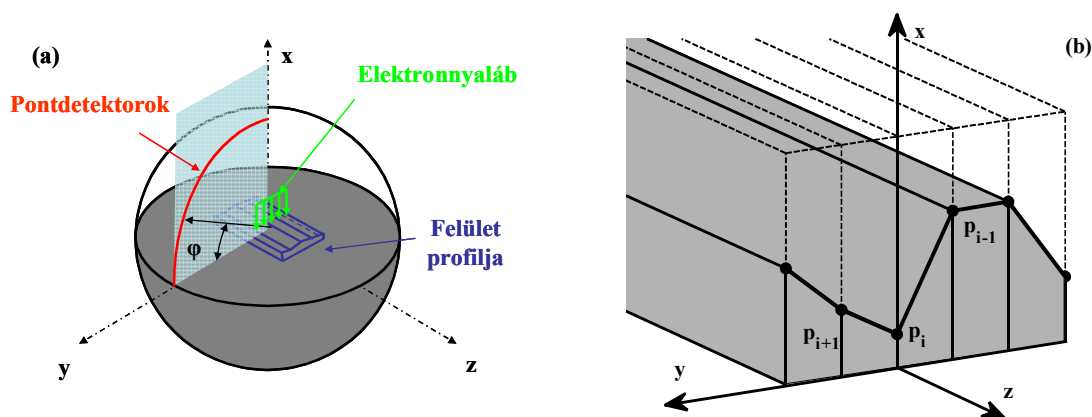
3.2 Monte Carlo szimulációk

A szimulációk elvégzéséhez az MCNPX (Monte Carlo N-Particle eXtended) nevű Monte Carlo részecsketranszport kódot használtam, amely az orvosi képalkotó berendezések szimulációjában igen elterjedt és gyakran használt eszköz. Szimulációim során a fotonok fluxusát vizsgáltam különböző geometriai elrendezésekben. A fluxus számolásához úgynevezett pontdetektorokat (point detector) használtam. Ilyen pontdetektorokat valósít meg a TIC (Transmitted Image on Cylinder) és a TIR (Transmitted Image on Rectangular grid) gyűjtő, a különbség az, hogy a pontdetektorok rácsát sík vagy hengerfelület mentén helyezi el.

Szimulációim során két különböző geometriát használtam. Az első geometria segítségével határoztam meg a fókuszfoltból kilépő fotonok fluxusának irány és energia szerinti eloszlását nagy felbontással. A második geometria az Innova 3100 típusú készülék egy egyszerűsített modellje volt.

3.2.1 A spektrumszámoláshoz használt geometria

A spektrumszámoláshoz használt geometriát mutatja az 10. ábra. A geometria egy gömbből állt, amelynek a középpontja egybe esett a koordináta rendszer origójával. A gömb két félgömbre volt osztva az y-z koordináta sík segítségével. Az egyik félgömböt wolfram töltötte ki, míg a másikat vákuum. A szimulációhoz használt profil a két félgömböt elválasztó körlap középpontjában helyezkedett el. Az elektronforrás egy vonal menti forrás volt, amely a profil felett helyezkedett el és csaknem teljes hosszában megvilágította azt az x-y síkban. Az elektronnyaláb párhuzamos sugarakból állt, az elektronok merőlegesen csapódtak a felületbe.



10. ábra: A spektrum számolásához használt MCNPX geometria szerkezete, a) a geometria áttekintő képe felnagyított felületi profillal, b) a profil bevitelének módja.

A vizsgálni kívánt profil MCNPX geometriába való beillesztése volt a legnagyobb kihívást jelentő feladat. A felület csak az y koordináta irányban változott, lásd a 10. ábrát. A profil megvalósításához az MCNPX általános geometriai struktúráit használtam, annak forráskódját nem változtattam. Háromdimenziós rácsokat (négyzetrácsos és hexagonális) lehet használni a szimulációk geometriájának összeállítása során. Az egyes rácselemeket különböző, korábban már definiált geometriákkal lehet kitölteni, melyek lehetnek rácselemenként azonosak vagy különbözőek esetleg egymástól független módon tetszőlegesen traszformáltak (forgatás, eltolás) is. Az MCNPX a végleges geometriát úgy építi fel, hogy a kitöltő geometriákból kivágja a rácselem által lefedett részt és ezeket a kivágott elemeket a megfelelő helyre illeszti. Ebben az esetben a kitöltő geometria minden rácselem esetén azonos volt és két féltérből állt, amelyeket egy sík választott el egymástól. Az egyik féltérlet vákuum, míg a másikat wolfram töltötte ki. A rács téglatestekből állt, amelyek szélessége $1\text{ }\mu\text{m}$, hossza 10 cm és magassága 1 cm volt. Kitöltő geometria egyes rácselemekhez tartozó traszformációi úgy lettek megválasztva, hogy a síkok a rácselem határokon pontosan a vizsgálni kívánt profil pontjainál (p_i) csatlakozzanak egymáshoz, lásd az 10. b) ábrát. A geometriában lévő profilt vonalak halmazának tekinthetjük, amely a felület megfelelő pontjait köti össze. A rács középpontja egybeesett a wolfram félgömb síkjának középpontjával, azaz a geometria origójával. Továbbá a profil átlagos szintje úgy lett megválasztva, hogy az egybeessen a koordináta rendszer y-z síkjával.

A fent tárgyalt egy dimenziós felület modell érvényességét a következő érvekkel lehet alátámasztani. A spektrum változását az anódanyagból kilépő fotonok anódanyagban megtett úthosszában változása okozza. A fotonok az anódanyag valamilyen mélységében keltődnek. Ahhoz, hogy egy adott pontdetektort elérjenek, valamekkora úthosszat meg kell tenniük az anódanyagban. Ez az úthossz függ a foton keltés mélységétől, a kilépési szögtől (φ) és a profil statisztikai tulajdonságaitól abban a síkban, amelyet a detektálás pontja, a foton keltés pontja és a felület normálisa határoz meg. Ha gondolatban vékony szeletekre vágjuk fel a fókuszfoltot, ami kb. 1 mm széles, akkor ezek a feltételek a fenti geometriában csak a közepén lévő szeletre lesznek igazak, amely közepén fekszik az x-y koordináta síkban. Ennek a központi szeletnek a felületébe ütközik az elektronok egy része. Az ebbe a felületbe csapódó elektronok nem távolodnak el az x-y síktól kb. $5\text{ }\mu\text{m}$ -nél távolabb úgy, hogy releváns nagyságú mozgási energiájuk maradjon a foton keltéshez. Ez a távolság a Thomson-Whiddington törvény segítségével becsülhető. Szigorúan tekintve a reláció az elektronok átlagos mozgási energiáját adja meg a behatolási mélység függvényében, de ebben az energiatartományban az elektronok felhője kb. félgömb alakú, így az összefüggés az oldal

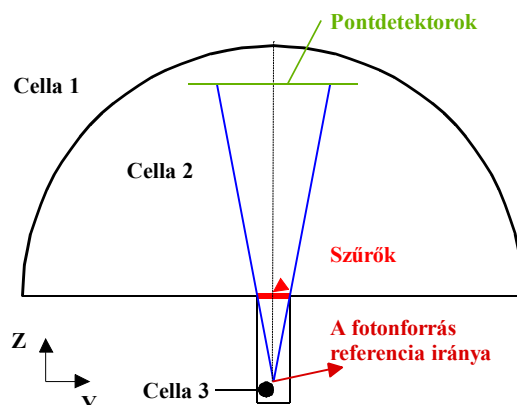
irányú mozgás becslésére is alkalmas. Ennek a központi szeletnek a felülete 1 dimenzióban moduláltnak tekinthető és az úthossz változásokat az x-y síkban számolhatjuk. A többi szelet esetében a fotonok pályája a z koordináta tengely irányában döntött, hogy az x-y síkban fekvő pontdetektort elérjék. A dőlés mértékét a fókuszolt és a pontdetektor közötti távolság (1m) és a fókuszolt szélessége (1 mm) határozza meg. Így a fotonok pályájának dőlése kisebb, mint 0,0005 radián, és mindegyik szelet esetén a fotonok pályája párhuzamosnak tekinthető az x-y síkkal. A detektált spektrum az egyes szeletekből származó spektrumok összege lesz. A szimulációk az egyes szeletekre külön-külön és együtt is elvégezhetőek, de az első esetben a geometria sokkal egyszerűbb lesz. Ha az egyes szeletek statisztikai tulajdonságai azonosak, akkor a számolt spektrum azonos lesz mindegyik szelet esetén, így elegendő egyetlen szimulációt végezni egy szelettel egy dimenzióban modulált felülettel, hogy a két dimenzióban modulált felülethez tartozó spektrumot megkapjuk. Az egy nyitott kérdés, hogy mi az a statisztikai mennyiség, amelynek két profil esetén meg kell egyeznie, hogy azonos spektrumot kapjunk!

A fotonfluxus értékét a TIC gyűjtő segítségével vizsgáltam, amely szög és energia szerinti feloldása 1° és 0,5 keV volt. A pontdetektorok egy méter sugarú körív mentén helyezkedtek el az $1\text{-}90^\circ$ -os kilépésszög-tartományban. A körív az x-y síkban feküdt. A szimulációk során más szóráscsökkentő módszert nem használtam. A transzport paraméterek megegyeztek az MCNPX alapbeállításával kivéve, hogy az ITS (Integrated Tiger Series) energia-indexelési algoritmust használtam dozimetriai tapasztalatainak ajánlása alapján [27-28].

3.2.2 Az Innova 3100 modellezéséhez használt geometria

A fenti szimulációk segítségével kapott spektrumot az Innova 3100 egyszerűsített modelljét tartalmazó geometriába illesztettem, melyet a 11. ábra mutat. A forrást úgy modelleztem, hogy az MCNPX a fotonenergia eloszlást mintavételezte először és egy 0,5 keV intervallum szélességű hisztogramként kezelte. A forrás szögfüggése folytonos eloszlású változóként volt kezelve és a valószínűségi sűrűség függvény értéke az 1° , 2° , ..., 40° kilépési szög értékeknél volt megadva. Ennek megfelelően a forrás definiálásánál az 50° -tól 89° -ig terjedő polárszög-tartomány volt használva. Az MCNPX-ben csak hengerszimmetrikus forrásokat lehet definiálni, ezért a forrás referencia iránya az y-z síkban meg lett döntve. A

forrás referencia iránya és az y koordináta tengely által bezárt szög egyenlő volt a rendszer anódszögével, azaz $11,25^\circ$ -kal.



11. ábra: Az Innova 3100 típusú készülék modellezéséhez használt geometria.

A detektor jelét a korábban bemutatott TIR gyűjtő segítségével határoztam meg. Ez a gyűjtő képes a szórt és a közvetlenül a forrásból érkező fotonok által adott jel járulékokat megkülönböztetni, így a szűrőkből származó szórt sugárzás mértéke meghatározható. A különböző röntgenső elemek és egyéb rendszer alkatrészeket egy darab 3 mm vastag alumíniumszűrő segítségével modelleztem. A hozzáadott szűrés a kísérleteknek megfelelően 0,9 mm réz volt. A szimuláció konvergenciájának javítására a kényszerített ütközés nevű szóráscsökkentő módszert használtam a rézlemezt reprezentáló cellában. Más szóráscsökkentő módszert nem alkalmaztam és a szimuláció egyéb paraméterei megegyeztek az MCNPX alapbeállításával. A geometria 3-as jelű cellája egy négyszög alapú hasáb volt, amely kollimátorként funkcionált a geometriában, így meghatározta az exponált detektor felületének méretét.

4. Új tudományos eredmények

4.1 *Maxiray 150 típusú röntgensövek anódjainak vizsgálata*

Ebben a fejezetben ismertetem a Maxiray 150 típusú röntgensövek anódjain végzett vizsgálataink eredményeit, amely egy referált folyóiratcikkben jelent meg [31]. Az anódok különböző technikákkal lettek megvizsgálva, ideértve az optikai mikroszkópot, a profilométert és a pásztázó elektronmikroszkópot. A felület tulajdonságainak és struktúrájának felhasználásával egy egyszerű modellt alkottam a felületi érdekesség röntgenspektrumra gyakorolt hatásának leírására.

4.1.1 Az anódok általános tulajdonságai

Az anódfelület tulajdonságait 19 darab GE Medical Systems által gyártott Maxiray 150 típusú [2] röntgenső vizsgálatával határoztuk meg. A különböző méretű fókuszfoltokhoz tartozó fókusznyomok egymást fedő módon helyezkedtek el, a kisebb méretű a nagyobb közepén futott. A csövek meghibásodásának oka ismeretlen volt, az egyes csövek csak az anód felületében különböztek egymástól.

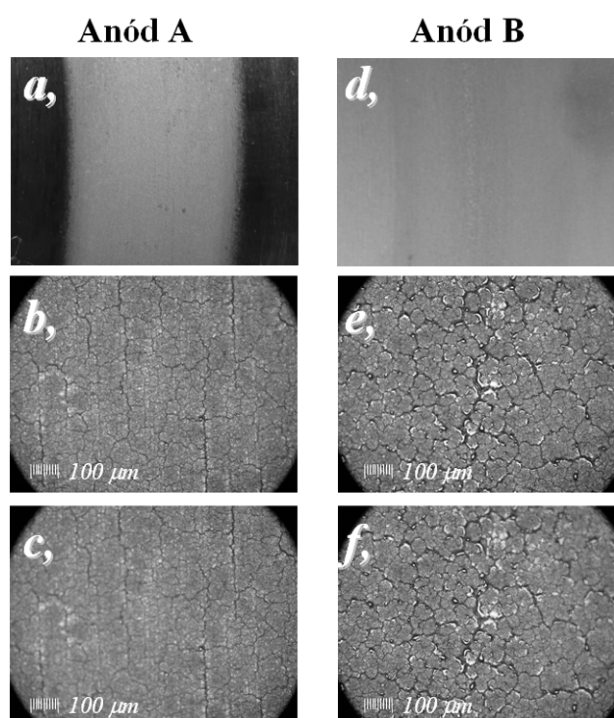
A vizsgált csövek üvegháza világossárga elszíneződést mutatott. A hasonló elszíneződést két jelenséggel magyarázzák az irodalomban [30]. Az egyik az, hogy wolfram rakódik le az üveg felületén, a másik pedig, hogy a röntgensugárzás az üveg térfogatában színcentrumokat hoz létre. A vizsgált üvegmintáról sem lézeres, sem pedig kémiai maratással nem lehetett eltávolítani az elszíneződést. Az üveg minta színtelené vált 400-500°C-ra való melegítés után. Ezért levonhatjuk az a következtetést, hogy az elszíneződés fő oka a röntgensugarak által létrehozott színcentrumok, és hogy a wolfram lerakódás elhanyagolható.

Felületi tulajdonságaik alapján a 19 darab anód kategóriákba lett rendezve. Kilenc darab a 19-ből súlyos hibákat mutatott. Hét anódon a kisebb fókuszfoltokhoz tartozó fókusznyom is látható volt. Érdeemes megjegyezni, hogy ezek közül néhányon még a katód spirál alakú elektródjának mintája is tisztán látszódott. Három anód felülete homályos volt, mintha porral lettek volna beborítva. Ezen tulajdonságok között határozott kapcsolatot nem lehetett megállapítani.

Szemrevételezés után néhány tipikus darab szét lett szerelve és a hátoldalukra ragasztott grafitömb el lett távolítva. Az anódok felületei optikai mikroszkóppal (NIKON Optiphot 100S), profilométerrel (Detak 8) és pásztázó elektronmikroszkóppal lettek tovább vizsgálva. Az anódokból kb. 2x2 cm méretű darabok lettek kivágva az elektronmikroszkópos mérésekhez.

4.1.2 Optikai mikroszkópos vizsgálatok

Rendszerezés után hét cső a tizenkilencből szét lett szerelve és elő lett készítve optikai mikroszkópos vizsgálathoz. Az anódok két kategóriába lettek sorolva, a 12. ábra mutatja két jellemző anódról készült optikai mikroszkópos felvételeket. A 12. a) és d) ábrák egy digitális kamerával készültek, míg a többi négy egy 20-szoros nagyítású optikai mikroszkóppal.



12. ábra: Optikai mikroszkóppal készült felvételek az A típusú (a, b és c) és a B típusú (d, e és f) anódokról.

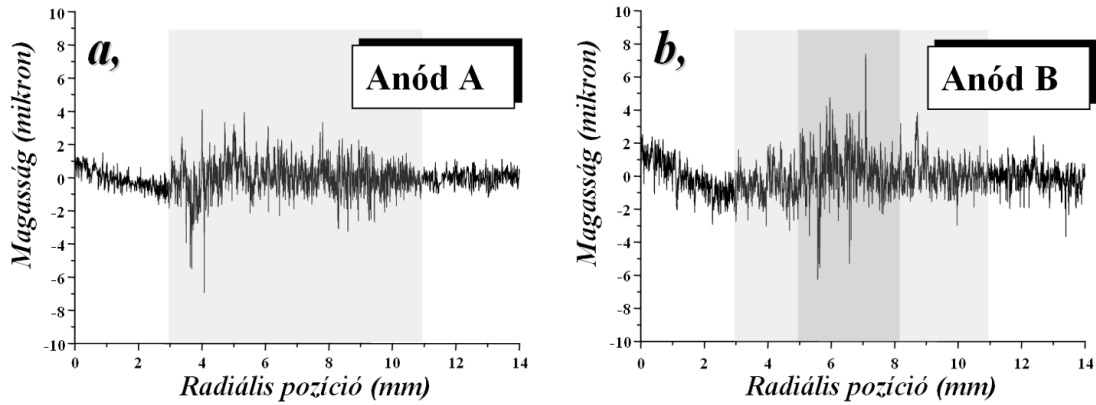
A 12. a) és d) ábrákon a két kategóriát jellemző struktúrájú anódok fókusznyomai teljes szélességükben láthatóak. Az első kategóriába („A” típusú) tartozó anód fókusznyomának felülete csaknem teljes szélességében homogén volt, szélessége 8 mm volt. A fókuszon kívüli rész világos fémszínű (a fekete terület a képen). Tizenkét anód a 19-ből az A típushoz tartozott. Viszont a többi hét anód látszólag különböző tulajdonságú volt, B típusú

anód. A fókusznyom azonos szélességű volt, de tartalmazott egy érdekesebb belső részt is, amely középen helyezkedett el. Azt feltételezhetjük, hogy ez a belső rész a kisebb fókuszfolt mérethez tartozik és az adott csövet gyakrabban használták kisebb fókuszfolttal. A 12. b) és e) ábrák mutatják a fókusznyom középső részének nagyított képét, abban az esetben, amikor az anódfelületre volt állítva a mikroszkóp tárgysíkja. A felület szigetekből állt, amelyek tipikusan 100 μm méretűek voltak. Az egyes szigeteket tipikusan néhány mikronszélességű repedések választották el egymástól, amelyek szélessége néha elérte a 20 μm -t is. A 12. c) és f) ábrák akkor készültek, amikor a repedések alsó részéhez volt állítva a mikroszkóp tárgysíkja. Az optikai mérések alapján a repedések átlagos mélysége 8 μm volt. A mérés pontossága kb. 1 μm volt, amelyet a mikroszkóp mintatartójának felbontása és az objektív mélységélessége határozott meg. Itt érdemes megjegyezni, hogy szignifikáns különbség figyelhető meg a két anódtípus között. Az A típusú anódokon a repedések struktúrája párhuzamos a forgás irányával. Hasonló struktúra nem figyelhető meg a B típusú anódok felületének középső részén. Azonban kis fényes cseppek figyelhetők meg a szigetek pereménél. A B típusú anódok fókusznyomának külső része hasonló volt az A típusú anódokéhoz.

Az optikai mikroszkópok ideálisak a felület nagyobb skálájú struktúráinak meghatározásához, az anódok kategorizálásához és a repedések átlagos mélységének méréséhez, de nem tudnak kvantitatív információt adni a felületi érdességről. Ezért a felületek profilométer segítségével tovább lettek vizsgálva.

4.1.3 Profilométerrel végzett vizsgálatok

Az optikai mikroszkóppal vizsgált anódok közül három profilométer segítségével is meg lett vizsgálva. Optikai vizsgálatok megerősítették azt a feltételezést, hogy az anódfelület azimutális/radiális szimmetriával rendelkezik. Ezért csak sugár irányú profilok lettek felvéve különböző azimutális szögeknél. A felület profilja 18 különböző azimutális szögnél (20°-os lépésként) lett felvéve a felületi érdesség-értékek 7%-os pontossággal megegyeztek és függetlenek voltak a szögtől. A 13. ábra mutatja két tipikus anód felületi profilját az A és B kategóriákból.



13. ábra: Sugárirányú felületprofilok.

A profilométer tűjének hegye $2,5\text{ }\mu\text{m}$ volt. A profil hossza 14 mm , míg a térbeli felbontás $0,23\text{ }\mu\text{m}$ volt. A profilométer vertikális irányú elbontása 1 nm alatti volt. A legkisebb négyzetek módszerével egy egyenes lett illesztve mérési adatokra, hogy a minta ferdén való elhelyezkedését kiküszöböljük. A 8 mm széles fókusznyom mindkét ábrán meg lett jelölve. A 13. b) ábrán a kisebb fókuszfolthoz tartozó érdekesebb profil szakaszt sötétebb árnyalat jelöli. A profilométer nem volt képes a repedéseket feloldani, mivel a méréshez használt tű kúpszöge 45° volt. A repedések nagy kontraszt aránya (mélység/szélesség) miatt kisebb tű használatával sem érhetünk el jobb feloldást. A felületi érdesség a mért pontok átlagos eltéréseként (R_a) és standard átlagos (R_s) eltéréseként volt definiálva:

$$R_a = \frac{1}{N} \sum_i |h_i - \bar{h}| \quad (25a)$$

és

$$R_s = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i (h_i - \bar{h})^2}, \quad (25b)$$

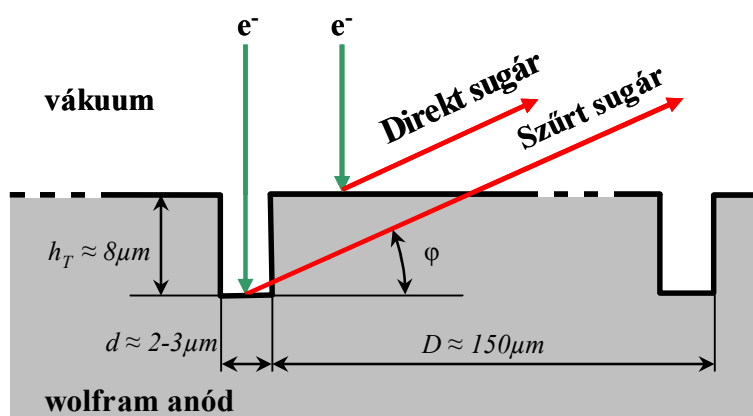
ahol N a mérési pontok száma, h_i a mért profilmagasság az i -dik mérési pontban és \bar{h} a felület átlagos magassága. Az 1. táblázat foglalja össze mért felületi érdesség-értékeket.

1. táblázat: Mért felületi érdesség-értékek.

Felület-régiók	R_a [μm]	R_s [μm]
A típus: fókuszon kívül	0,47	0,57
A típus: fókuszon belül	0,70	0,95
B típus: fókuszon kívül	0,84	1,00
B típus: belső fókuszon	1,01	1,39
B típus: külső fókuszon	0,82	1,13

Az A típusú anód fókuszon kívüli felületének felületi érdessége $0,47 \mu\text{m}$ volt. Mivel az teljes anód felület polírozva volt, ezt az értéket tekinthetjük a még nem használt teljesen új anód felületi érdességének. A nagyobb fókuszfoltához tartozó fókusznyom felületi érdessége $0,7 \mu\text{m}$ körül volt. $1 \mu\text{m}$ -nél ($1,01 \mu\text{m}$) nagyobb felületi érdességet a csak a B típusú anód belső régiójában találtunk. A B típusú anód fókuszon kívüli része érdesebb volt mint, az A típusú anód azonos régiója. Azt feltételezzük, hogy a használat során eltávozott anódanyag újra lerakódott az anód felületén így módosította azt.

4.1.4 Egyszerű modell a felületi érdesség hatásának vizsgálatához



14. ábra: Az általunk alkotott egyszerű modell vázlata.

A kísérletileg tapasztalt tulajdonságokat figyelembe véve a felületi érdesség leírására egy egydimenziós felületi modellt alkottunk, amelyben egy ideális síkfelületbe $8 \mu\text{m}$ mély repedéseket ültettünk $150 \mu\text{m}$ -es periódussal. A repedések szélességét a felületi érdességnek megfelelően választottuk meg. A modellben szereplő profil metszetét mutatja a 14. ábra. A

szigetek felületéhez tartozó profilt elhanyagoltuk. Az anódfelületekről készült képek fényesség értékeinek elemzéséből a repedések és a teljes felület területeinek arányára 2 és 6%-os értéket kaptunk az A és a B anód típusok esetén. A felületet φ kilépési szög alatt elhagyó spektrumot a következő összefüggés segítségével kapjuk meg:

$$S(E, \varphi) = (1 - \eta) \times S_D(E, \varphi) + \eta \times S_{Sz}(E, \varphi), \quad (26)$$

ahol η a repedések területének aránya a teljes felülethez képest az anódról készült felvételen, S_D a felület „tetején” keletkezett vagy direkt röntgensugárzás spektruma, S_{Sz} a repedés alján keletkezett vagy szűrt röntgensugárzás spektruma és E a fotonenergia.

A modellben használt felületarány paraméter és az R_a felületi érdesség között a következő összefüggés van:

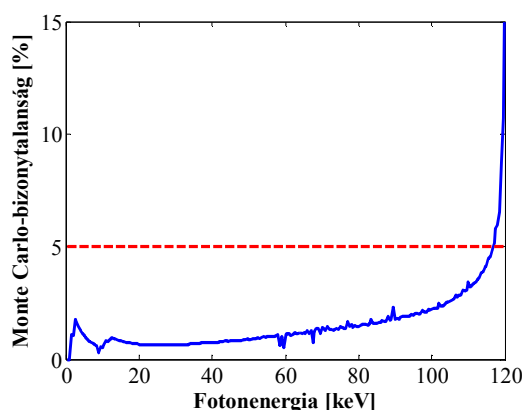
$$R_a = 2h_T(\sqrt{\eta} - \eta), \quad (27)$$

ahol h_T a repedések mélysége. A fenti formula levezetése során elhanyagoltuk, hogy az egyes repedések nem merőlegesek a detektor felé mutató irányra. Bizonyos esetekben azzal párhuzamos is lehet, amikor a repedés aljáról kilépő sugárzás gyengítetlenül jut a detektorba. A 27. egyenlet levezetése megtalálható a függelékben.

4.2 A fékezési sugárzás anizotrópiájának hatása

A bevezetőben tárgyalt empirikus modellek a keletkezett fékezési sugárzást izotrópnek tételezik fel. A korábban bemutatott szimulációs geometria segítségével különböző csőfeszültségeknél (30, 40, ... , 150 kVp) végeztem szimulációkat nagy kilépési szög (1°) és energiafelbontás (0,5 keV) mellett. Az eredményül kapott spektrumokat összehasonlítottam az irodalomban elterjedten használt más spektrumtáblázatokkal, a kilépési szög függvényében jelentős különbségeket tapasztaltam. Megvizsgáltam az anizotrópia elhanyagolásának következményeit. A szögfüggés jellegét elméleti úton az elektron- és fotontranszport tulajdonságaival magyaráztam. A szögfüggés kísérleti vizsgálatához speciális kísérleti elrendezést terveztem és a kapott eredmények segítségével igazoltam azt, eredményimet referált folyóiratban publikáltam [32].

4.2.1 A fékezési sugárzás kilépésszög-függése

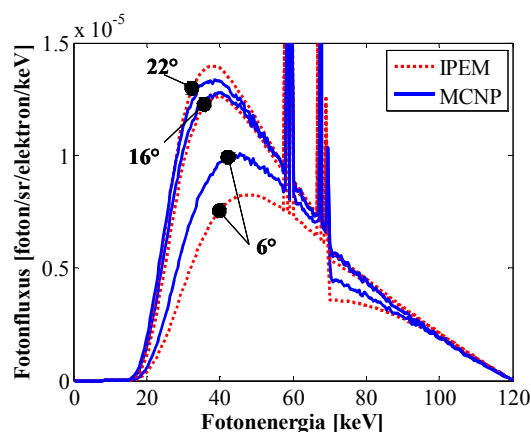


15. ábra: A számolt spektrumok egyes energia binjeinek Monte Carlo-bizonytalansága 120 kVp csőfeszültség esetén.

Szimulációkat végeztem a korábban bemutatott geometria segítségével 30, 40, ... , 150 kVp csőfeszültség mellett. Minden egyes szimuláció esetén $2,5 \times 10^8$ számú elektron lett elindítva a forrásból. Pontdetektorok esetén a Monte Carlo-bizonytalanságnak 5% alatt kell lennie, hogy megbízható eredményt kapjunk. Az egyes energia bin-ekhez tartozó fluxus bizonytalansága 5%-nál kisebb volt, kivéve azokat, amelyek (115-120 keV) közel estek az adott csőfeszültséghez tartozó maximális foton energiához, lásd a 15. ábrát. A szimulációimat egy AMD Opteron 265 (dual core, dual processor, 4GB RAM) típusú számítógép klaszteren végeztem el. A szimulációk elvégzése összesen 725 óra számolási időt vettek igénybe. Az

egyes szimulációk futás ideje lineárisan függött a csőfeszültségtől. A processzor idők kb. 25 és 85 óra volt a 30 és 150 kVp csőfeszültségeknek megfelelően.

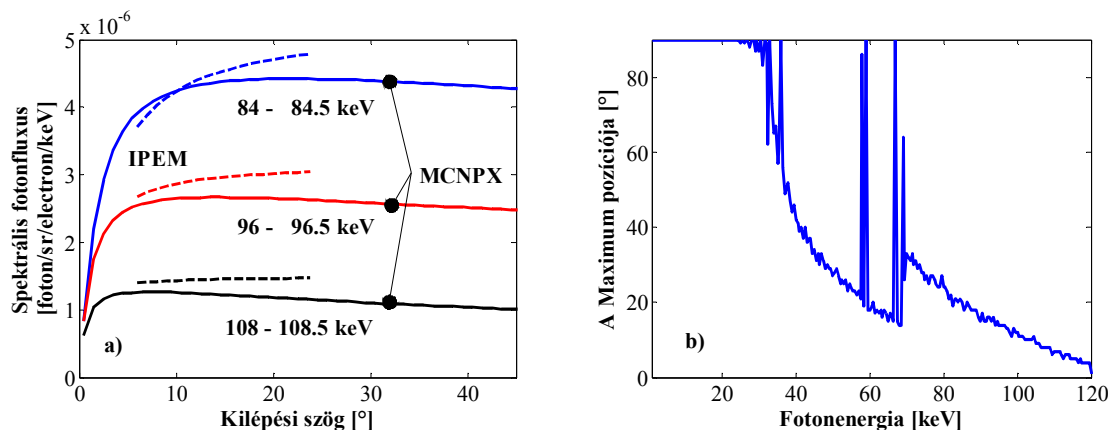
A 16. ábra mutatja az MCNPX által számolt és az IPEM táblázatban szereplő spektrumok összehasonlítását. A spektrumok hisztogramjainak mértékegysége azonosnak lett választva. Az irodalomban általában görbe alatti területre normáltan ábrázolják és hasonlítják össze a különböző forrásokból származó spektrumokat, de így a különböző paraméterfüggő jelenségek (például: kilépési szög) nehezen vagy egyáltalán nem figyelhetőek meg. Az anódból kilépő spektrum 3 mm vastag alumíniumszűrővel lett szűrve, amelyet Beer-Lambert törvény segítségével számítottam.



16. ábra: Az MCNP által számolt és az IPEM táblázatban szereplő spektrumok összehasonlítása 6°, 16° és 22° kilépési szögek esetén, a teljes szűrés 3 mm alumínium.

A két spektrum között szisztematikus különbségek figyelhetőek meg. Az MCNPX spektrum esetében a karakterisztikus sugárzás intenzitása kb. a fele az IPEM táblázatban lévő spektrumhoz képest, ami nem látszik a 16. ábrán. Az IPEM táblázat az MCNPX-től eltérő kilépésszög-függést határoz meg a fékezési sugárzás számára. A fékezési sugárzás spektrumok nagyon hasonlóak a 16°-18° kilépésszög-tartományban. E kilépésszög-tartomány alatt az IPEM táblázat alacsonyabb spektrális fotonfluxust jósol az MCNPX-nél, míg 18° kilépési szög felett az IPEM táblázat nagyobb fluxust határoz meg az MCNPX-nél a 20-80 keV fotonenergia-tartományban. Ezek a trendek hasonlóak más csőfeszültségek esetén is.

A 17. a) ábra mutatja a spektrális fotonfluxus összevetését a kilépési szög függvényében három különböző fotonenergia-tartományban. Szisztematikus különbségek figyelhetőek meg az IPEM és MCNPX adatok között. A legfontosabb különbség, hogy az MCNPX által adott spektrális fotonfluxusnak van maximuma, míg az IPEM táblázat csak monoton módon növekvő kilépésszög-függést határoz meg.



17. ábra: A spektrális fotonfluxus három különböző energiatartományban 120 kVp csőfeszültség esetén: MCNPX adatok és az IPEM táblázat (6°-22°). A maximális spektrális fotonfluxus kilépésszög-pozíciója a foton energia függvényében (MCNPX adatok).

A 17. b) ábra mutatja a spektrális fotonfluxus maximumának kilépési szög pozícióját a fotonenergia függvényében. A maximum pozíciója erősen függ a foton energiától. 35 keV fotonenergia alatt a spektrális fotonfluxus monoton módon növekszik a kilépési szög függvényében, azaz a maximum pozíciója 90°. 35 keV fotonenergia felett a fotonenergia növelésével a spektrális fotonfluxus maximumának pozíciója csökken. Másképp fogalmazva a spektrum keményebb kisebb kilépési szögeknél. A maximum kilépési szög pozíciójára hasonló fotonenergia-függést kapunk más csőfeszültségek esetén, ha fotonenergia és az adott csőfeszültség esetén elérhető maximális fotonenergia hányadosával skálázzuk a görbét. Szakadás figyelhető meg az anód anyag K élénél. Érdeemes megjegyezni, hogy egy modern Vaszkulás rendszerben a detektor a 2°-24° kilépésszög-tartományt fedi le. Ezt a tartományt a kép mérete, a fókuszfolt és a detektor közötti távolság és a rendszer anódszöge határozza meg. 120 kVp csőfeszültség esetén az 50-70 és a 80-120 keV fotonenergia-tartományokba eső spektrális komponensek maximuma esik a detektor felületére.

Annak ellenére, hogy a detektor jele a nyaláb teljes intenzitásával arányos nem pedig a spektrális fluxussal vannak olyan képalkotási esetek, amelyben a teljes nyaláb intenzitásában is megfigyelhetők maximumok. Ilyen esetek azok, amelyekben a nyaláb szűrése erős, például nagy betegvastagságok esetén.

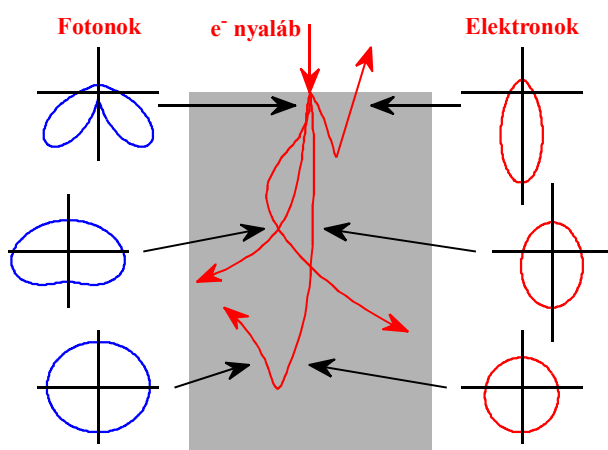
4.2.2 A maximum létezésének elméleti magyarázata

Részletesen vizsgáltam a röntgencső spektruma fékezési sugárzási részének kilépési szögtől való függésének magyarázatához a részecsketranszportot és a gyorsuló (lassuló) töltés

által keltett fékezési sugárzást. Megmagyaráztam az IPEM táblázat és az MCNPX által meghatározott spektrális fotonfluxusok kilépési szögtől való függésének különbségeit, lásd a 18. ábrát. Általában a fékezési sugárzás kifejezést a röntgensőből kilépő röntgensugárzás spektrumának megnevezésére használjuk. A különböző jelenségek egyértelmű megkülönböztetéséhez a következő elnevezéseket vettem be:

- **Egy elektron által keltett fékezési sugárzás:** egy darab lassuló elektron által egy fékezési sugárzással járó esemény során keltett fékezési sugárzás
- **Térfogati fékezési sugárzás:** azon fotonok összessége, amelyek egy infinitezimálisan kicsi térfogatelemben az abba belépő elektronok által keltődnek.
- **Kilépő fékezési sugárzás:** az anód felületét adott kilépési szögben elhagyó röntgennyaláb spektrumának folytonos része. Gyakorlatilag az anódanyag által megszűrt térfogati fékezési sugárzás és a szűrés során keletkezett szórt sugárzás összege.

Az egy elektron által keltett fékezési sugárzás szögfüggésének tulajdonságai megtalálhatóak *Agarwal* és *Michette és Buckley* könyveiben. Agarwal részletesen összehasonlítja Sommerfeld klaszikus elektrodinamikai és a kvantum mechanika eredményit. Mindkét elmélet arra az eredményre jutott, hogy az elektron mozgásának irányában koncentrálódik az egy elektron által keltett fékezési sugárzás. A koncentráció mértéke függ az elektron mozgási energiájától és a keltett foton energiájától.



18. ábra: A térfogati fékezési sugárzás és az elektronok mozgási irányának szög szerinti eloszlása az anódanyag különböző mélységeiben.

Ahhoz, hogy a térfogati fékezési sugárzás szögszerinti eloszlását meghatározzuk az egy elektron által keltett fékezési sugárzás szögszerinti eloszlása mellett az elektronok

mozgási irányának a szögszerinti eloszlása is fontos. Egy adott térbeli pozícióban a térfogati fékezési sugárzás szögszerinti eloszlása az egy elektron által keltett fékezési sugárzás szögszerinti eloszlásának és az elektronok mozgási iránya szögszerinti eloszlásának a konvolúciója lesz. Az anód felületéhez közel az elektronnyaláb irányszinti eloszlása kismértékű torzulásokat mutat. Ahogy az elektronnyaláb befelé halad az anódanyagban a nagyszámú ütközés miatt egyre izotrópabbá válik az irányeloszlás. Ezért a mélyebb részekben a térfogati fékezési sugárzás is izotrópabbá válik. Nagy energiájú fékezési sugárzási fotonok csak az elektronnyaláb behatolásának első anizotróp szakaszában keletkezhetnek, ezért a kilépő fékezési sugárzás szögfüggésének meghatározását a térfogati fékezési sugárzás anizotrópiája dominálja az anód elnyeléssel és a szórással szemben. Ez magyarázza a kilépő fékezési sugárzás kilépési szög függvényében lévő maximumának létezését nagy energiájú fotonok esetén. Kisebb energiájú fotonok esetén a szögszerinti eloszlás maximumának pozíciója eltolódik a nagyobb kilépési szögek felé. Ez az eltolódás két ok miatt következik be: elsősorban a kisebb energiájú elektronok behatolása mélyebb, így az anódanyagban megtett útjuk kisebb kilépési szögek esetén nagyobb. Másodszor a kisebb energiájú elektronok mozgási irány szerinti eloszlása homogénebb.

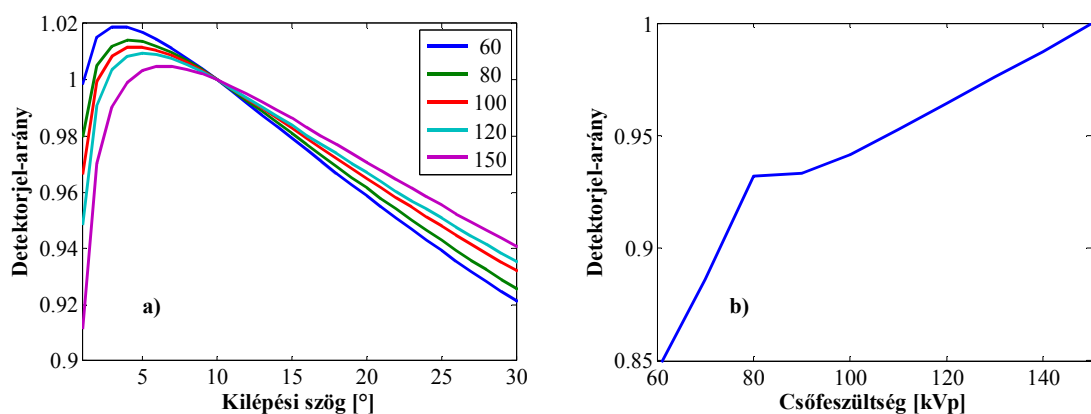
Az IPEM táblázat és a MCNPX által meghatározott spektrális fotonfluxus kilépési szögtől való függésében jelentkező különbséget az egy elektron által keltett fékezési sugárzás szögfüggésének eltérő modellezése okozza. Az IPEM táblázat készítése során használt szemi-empirikus modell izotrópnak tételezi fel a keltett fékezési sugárzást, ezért az csak a kilépési szög függvényében monoton módon növekvő spektrális fotonfluxust jósolhat.

4.2.3 Az anizotrópia elhanyagolásának következményei

A 19. mutatja a becsült detektorjelet az MCNPX és a SPECKCALCV1.0 által kapott spektrumok esetén. A detektor szcintillátora 700 μm vastag CsI volt. A detektorjelet a Beer-Lambert törvény segítségével becsültem:

$$D(E) = E \cdot [1 - \exp(-0.07 \cdot \mu(E))], \quad (2)$$

ahol E a foton energia, $\mu(E)$ a szcintillátor lineáris attenuációja 1/cm egységekben. A számolás során 25 cm lágyszövet és 3 mm alumínium szűrését vettem figyelembe. Így tipikus képalkotási körülmények között kaphatunk képet a fékezési sugárzás anizotrópiájának detektor jelre gyakorolt hatásáról.



19. ábra: Az MCNPX és a SPECKCALCV1.0 által számolt detektorjel hányadosa (MCNPX / SPECKCALC) 25 cm lágyszövet- és 3 mm alumíniumszűrés esetén. a) A hányados kilépésszög-függése a 10° kilépési szöghöz normálva. b) A hányados csőfeszültség függése 10° kilépési szög esetén 150 kVp csőfeszültséghez normálva.

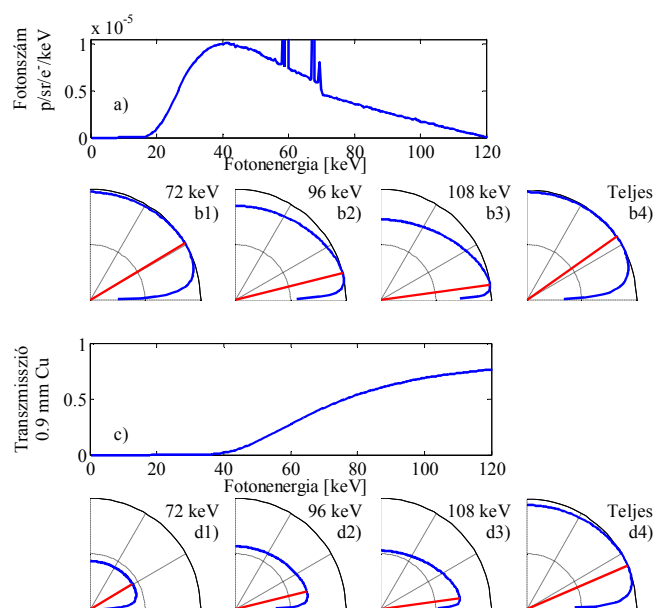
A 19. a) ábra mutatja az MCNPX és a SPECKCALCV1.0 által kapott spektrumok esetén becsült detektorjel hányadosát a kilépési szög függvényében különböző csőfeszültségeknél. Az egyes csőfeszültségeknél külön-külön volt normálva a hányados a 10° kilépési szögnél felvett értékével. A 19. b) ábra mutatja a becsült detektorjelek hányadosát a csőfeszültség függvényében 10° kilépési szög esetén. A SPECKCALCV1.0 modellje elhanyagolja a fékezési sugárzás anizotrópiáját. A hányados kilépési szögtől való függését a spektrális maximumok segítségével tudjuk értelmezni. Nagy szűrésnél csak a spektrum nagyobb energiájú fotonjai járulnak hozzá a képalkotáshoz használt jelhez, amelyek spektrális maximuma kisebb kilépési szövegnél van. Ez vezet a 19. ábrán megfigyelhető trendekhez. Az anizotrópia elhanyagolása a detektorjel túlbecsléséhez vezet nagyobb kilépési szögek esetén, míg kisebb kilépési szögeknél annak alábecsléséhez vezet. A kisebb és nagyobb szögértékeket ahhoz a kilépési szöghöz kell viszonyítani, amelynél a modell paraméterek lettek megillesztve. Hasonló szisztematikus eltérést láthatunk az IPEM táblázat esetén is, lásd a 16. ábrát.

Egy flat panel típusú detektort használó CT esetén az átfogott kilépésszög-tartomány $\pm 14^\circ$ az anódszöghöz képest, ha 40 cm méretű detektort és 80 cm fókuszfolt detektor távolságot tételezünk fel. Becslésünk alapján, lásd a 19. a) ábrát, az a spektrum modell, amely elhanyagolja a fékezési sugárzás anizotrópiáját kb. 5%-os szisztematikus hibát okoz a nem szóródott fotonok által adott detektorjel járulékának becslésében a detektor két szemközti oldala között 25 cm vastag lágyszövet esetén. Ez a hiba nagyobb lesz nagyobb szövetvastagságok és azon vetületek esetén ahol, több csontos anatómiai struktúra van a

nyaláb útjában. Ez az effektus kritikus lehet CT-k estében, mivel a képrekonstrukciós eljárásba inherens hibát hoz be, amely erősen függ a különböző képalkotási paraméterektől.

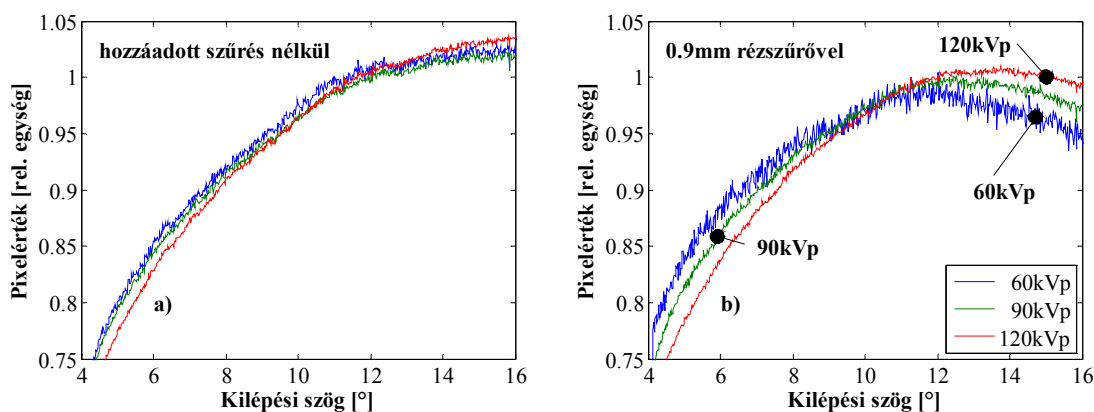
4.2.4 Az anizotrópia hatásának kísérleti igazolása

A spektrális fotonfluxus maximumának kilépési szög pozíciója erősen függ a foton energiától. Ezt a tulajdonságát használtam ki a szimulációs eredmények igazolásához. A 20. a) ábra mutatja a röntgensugárzás spektrumát 120 kVp csőfeszültségnél és 3 mm alumínium szűrés esetén. A 20. b1)-b3) ábrák mutatják a spektrális fotonfluxust a kilépési szög függvényében a maximális fotonenergia (120 keV) 60%, 80% és 90%-ánál (72, 96 és 108 keV). A 20. b4) ábra mutatja a röntgennyaláb teljes intenzitásának szögfüggését. A maximum irányát egy folytonos vonal jelzi. A 20. c) ábra mutatja egy 0,9 mm vastag rézszűrő transzmisszióját. Gyakorlatilag ez egy súlyozást jelent az eredeti spektrum egyes spektrális komponensei számára. A 20. d1)-d3) ábrák mutatják 0,9 mm vastag rézszűrővel való szűrés után a spektrális fotonfluxust a kilépési szög függvényében. A 20. b4) ábra mutatja a röntgennyaláb teljes intenzitásának szögfüggését a szűrés után. A 20. b4) és 20. d4) ábrák összevetéséből világosan látszik a maximum eltolódása. Ez az eltolódás fordul elő nagy beteg vastagságok és csontos anatómiai struktúrák esetén is. A maximumnak ez az eltolódása használható az anizotrópia hatásának igazolására.



20. ábra: Az intenzitás maximumának eltolódása szűrés hatására 120 kVp csőfeszültség esetén.

Nyers képeket rögzítettem az Innova 3100 típusú digitális röntgenkészülék által az MCNPX segítségével tanulmányozott fékezési sugárzás anizotrópiájának kísérleti igazolásához. A mérések értékeléséhez a következő paramétereket érdemes tudni: a méréseknél a hozzáadott szűrő egy 0,9 mm vastag rézlemez, a rendszer anódszöge $11,25^\circ$, a detektor pixelmérete $400\ \mu\text{m}$, míg a kép mérete $30 \times 30\ \text{cm}$, a nyers képek mérete 1024×1024 pixel, a flat panel CsI szcintillátor vastagsága $700\ \mu\text{m}$, fókuszfolt detektor távolság $120\ \text{cm}$ (ezt az értéket használják a kalibrációk során is!) volt. A detektor kb. a $4\text{--}16^\circ$ kilépésszög-tartományt fogta át a mérések során. Négy darab nyers kép átlagát használtam a pixel értékek zajának csökkentéséhez. A pixelértékek egyes arányosak voltak a szcintillátor által elnyelt dózissal. Csak azokat a kép korrekciókat használtam, amelyek megtartják a jel linearitását és biztosítják a kép homogenitását, pl.: a kiolvasó elektronika erősítés korrekciója. Ezek az alapvető korrekciók $80\ \text{kVp}$ csőfeszültség és $20\ \text{mm}$ vastag alumíniumszűrő mellett voltak kalibrálva $120\ \text{cm}$ fókuszfolt detektor távolság esetén. Így a rendszer a leghomogénebb képet $80\ \text{kVp}$ csőfeszültség, $20\ \text{mm}$ vastag alumínium szűrés és $120\ \text{cm}$ fókuszfolt detektor távolság esetén adja. Képeket rögzítettem a kiolvasó elektronika erősítés korrekciójának használatával és a nélkül is. Az erősítés korrekció kompenzálja a röntgennyaláb inhomogenitásait és a különböző kiolvasó elektronikák eltérő erősítéseiből származó inhomogenitásokat. A kép egy oszlophoz egy kiolvasó elektronika tartozik, így az oszlopok mentén megfigyelhető változások a röntgennyaláb változásaihoz tulajdoníthatóak.



21. ábra: A nyers képek 512. oszlopa erősítés-korrekció nélkül a) hozzáadott szűrés nélkül b) 0,9 mm vastag rézszűrő hozzáadásával.

A 21. a) és b) ábra mutatja a mért nyers képek 512. oszlopát erősítés korrekció nélkül. Hozzáadott szűrés nélkül a szcintillátor által elnyelt dózis a kilépési szög függvényében monoton módon növekszik. A 0,9 mm rézszűrő esetén a trendek megváltoznak és az elnyelt dózissal maximuma figyelhető meg a kilépési szög függvényében. Ez a maximum nagyobb

kilépési szögek felé mozdul el, ha növeljük a csőfeszültséget. Ennek a maximumnak a létezése és a pozíció csőfeszültség-függésének trendje megmagyarázható a fékezi sugárzás kilépési szögtől való függésének tulajdonságaival, amelyet korábban az MCNPX Monte Carlo részecsketranszport kód segítségével vizsgáltam. A 0,9 mm rézsűrűs relatíve nagy a kis csőfeszültségek számára, így csak azok a fotonok fognak hozzájárulni a kép keletkezéséhez, amelyek energiája közel van az adott csőfeszültséghez tartozó maximális foton energiához. E foton energiák esetén a spektrális fotonfluxus maximuma kis kilépési szögeknél van ($<10^\circ$). A csőfeszültség növelésével azok a fotonok is járulékot fognak adni a képhez, amelyek spektrális maximuma nagyobb kilépési szögeknél van ($>10^\circ$). Így a képen a maximum a nagyobb kilépési szögek felé mozdul el.

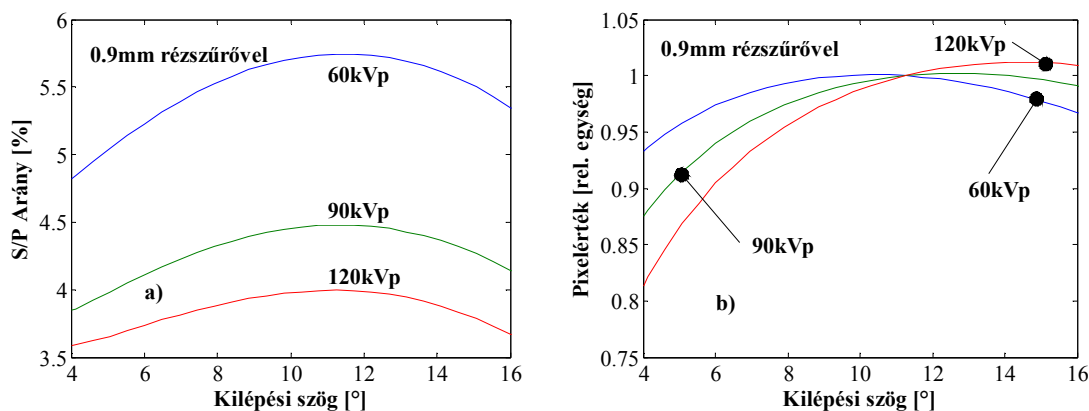
A 22. a) és b) ábra mutatja az Innova 3100 egyszerűsített geometriai modelljének segítségével végzett szimulációk eredményeit. A 22. a) ábra mutatja a detektorjel a kilépési szög függvényében. A 22. b) ábra mutatja a szórt sugárzás detektorjelhez adott járulékát. Az egyes csőfeszültségekhez tartozó processzor idő 5 óra volt, mert nem csak a detektorjel volt rögzítve, hanem a detektorra érkező spektrum is. A Monte Carlo-bizonytalanság a 15. ábrán láthatóhoz volt hasonló, a maximális bizonytalanság 2% volt. Különböző rendű polinomok lettek illesztve a detektorjel értékekre a kilépési szög függvényében. A maximum pozíciója becslésének standard deviációjára $0,3^\circ$ adódott mindegyik csőfeszültség esetén. A maximum pozíciójának meghatározásához egy negyedrendű polinom volt illesztve a 8° - 16° kilépésszög-tartományban. A rendszer anódszög-beállítási problémái ellenére az MCNPX által jósolt maximum pozíció a konfidencia intervallumon belülre esik 90 kVp csőfeszültség esetén. Az egyes csőfeszültségek esetén a maximális detektorjel pozíció értékeket a 2. táblázat foglalja össze.

2. táblázat: A maximális detektorjel értékek kilépésszög-pozíciója.

Csőfeszültség [kVp]	Mérés [°]	MCNPX teljes jel [°]	MCNPX csak forrás [°]
60	11,92	10,39	10,23
90	12,66	12,63	12,84
120	13,37	14,45	14,94

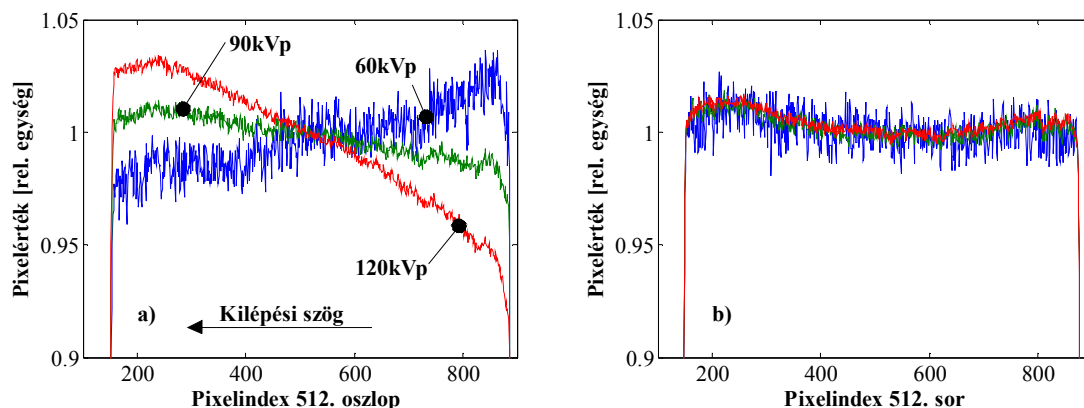
Az MCNPX szimulációk adatai 60 kVp csőfeszültség esetén alábecslik a maximum kilépési szög pozícióját, míg 120 kVp csőfeszültség esetén felül becslik azt. A maximumok közötti különbség nagyobb az MCNPX adatok között, mint a mérési adatok között. A szórt

sugárzás közelebb tolja a maximumokat a rendszer anódszögéhez. A 0,9 mm vastag szűrőn való szórás által létrehozott eltolódás nagysága 60 kVp csőfeszültség esetén $0,2^\circ$, míg 120 kVp esetén $0,5^\circ$.



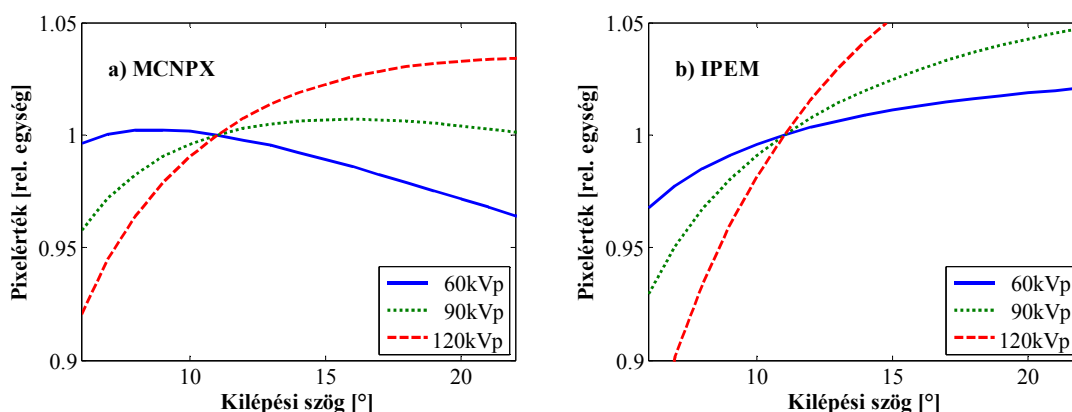
22. ábra: A kép 512. oszlopának relatív fényességei Monte Carlo szimuláció segítségével a) és a szórt sugárzás járulékának mértéke b).

A spektrális fotonfluxus kilépési szög függvényében lévő maximuma hatásának demonstrálása céljából a rögzített nyers képek fényességét két egymásra merőleges irányban hasonlítottam össze. A 23. a) ábra mutatja az átlagolt nyers képek 512-dik oszlopát. A kép egy oszlopában a kilépési szög a pixel index függvényében változik. Egy oszlopban a nagyobb pixel index kisebb kilépési szöghöz tartozik. A 23. b) ábra mutatja az átlagolt nyers képek 512-dik sorát. A kilépési szög konstans ebben az irányban, értéke $11,25^\circ$. A kiolvasó elektronika erősítés korrekciója be volt kapcsolva és a hozzáadott szűrés 0,9 mm vastag réz volt. Csőfeszültség függő különbségeket a kép soraiban nem figyelhetünk meg, míg az oszlopokban szisztematikus csőfeszültség függő különbségeket láthatunk. A különböző csőfeszültségeknél felvett erősítés korrigált képek közötti különbségeket tisztán a szűrt röntgennyaláb kilépési szög függvényében mutatott tulajdonságaihoz társíthatjuk. A pixel értékek maximális zaja kisebb volt 2%-nál köszönhetően a négy azonos paraméterek mellett készült kép átlagolásának. A kép konstans kilépési szög irányában vett metszetében, lásd a 23. b) ábrát, a különböző csőfeszültségeknél készült képek közötti különbségek a képeken lévő zajhoz társíthatóak. A kép változó kilépési szög irányában vett metszetében, lásd a 23. a) ábrát, a pixel értékek a képzajánál nagyobb és szisztematikus különbségeket mutatnak. A két irányban készült metszetek közötti különbségeket nem okozhatják szórás jelenségek, azt csak a spektrális foton fluxus kilépésszög-függésének segítségével magyarázhatjuk.



23. ábra: Relatív pixelértékek homogén képek esetén 60, 90 és 120 kVp csőfeszültség esetén, a hozzáadott szűrés 0,9 mm réz. A kiolvasó elektronika erősítéskorrekciója be volt kapcsolva. A kép 512. oszlopa a) és sora b.

A 24. ábra mutatja az MCNPX és az IPEM táblázat által adott spektrumok segítségével kapott eredményeket. A detektorjelet a Beer-Lambert törvény segítségével számítottam. A szűrés 0,9 mm vastag réz volt. Az MCNPX és az IPEM táblázat közötti szignifikáns különbség, hogy az IPEM táblázat nem képes megjósolni a detektorjel maximumát. Az IPEM táblázat minden esetben a kilépési szöggel monoton növekvő detektorjelet jósol. Az MCNPX eredmények jósolnak maximumot a detektorjelben, amely maximumok pozíciójának csőfeszültség-függése hasonló a mérési adatokban tapasztaltakéhoz.



24. ábra: A számított relatív pixelértékek 60, 90 és 120 kVp csőfeszültség esetén, a hozzáadott szűrés 0,9 mm réz. A spektrum modellek: a) MCNPX és b) IPEM táblázat.

4.3 A felületi érdesség hatásának vizsgálata

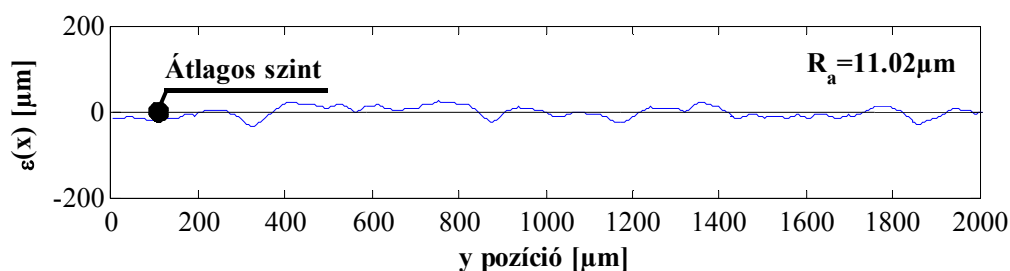
Az előző fejezetben a fókuszfoltból kilépő röntgensugárzás tulajdonságait vizsgáltam azzal a feltételezéssel, hogy az anódfelület ideális sík. A korábban használt geometriát kiegészítettem azzal, hogy különböző profilokat illesztettem az anód fókuszfoltját reprezentáló felületbe. A szimulációkat azonos felbontással végeztem el, így a fókuszfoltból kilépő röntgensugárzás korábban feltárt tulajdonságainak változását tudtam vizsgálni a különböző profilú anódfelületek esetén. Eredményeimet referált folyóiratcikkben publikáltam [33].

4.3.1 A szimulációk során használt felületek

Szimulációim során három felületprofil-halmazt használtam: szabályos felületek (szinusz, háromszög és négyszög), Nowotny-tól [5] adoptált mért felületek és ideális sík és az általunk mért felületek a repedések hatásainak vizsgálatához.

Először a szabályos felületekkel végeztem szimulációkat és csak a teljes intenzitást vizsgáltam. A profilok a következők voltak: szinusz, háromszög és négyszög. A profilok periódusa $400\text{ }\mu\text{m}$ volt. A felületek amplitúdói úgy lettek megválasztva, hogy a felületi érdesség (R_a) következő értékeket vegye fel: 0, 5, 10, 20, 35, 50, 100, 150, 200 és $300\text{ }\mu\text{m}$. Szabályos felületű anódokat néhány speciális esetben javasoltak az anód hűtésének javítása érdekében.

A Nowotny-tól adoptált felületek esetében a felületiérdesség-értékeket újra számoltam a teljes felületre, mivel a Nowotny által használt számolási eljárás jelentősen torzítja a kapott értékeket. Nowotny $200\text{ }\mu\text{m}$ hosszú felületdarabokra számolta ki a felületiérdesség-értékét, majd ezeket átlagolta. A felületi érdességek újra számolása után különböző érdesség értékeket kaptam a Nowotny által publikált három felületre: ($R_{a\text{ Nowotny}} / R_{a\text{ saját}}$) 1,32/1,30, 2,05/3,84 és 5,22/11,02. Ezt a különbséget a számolási módszerek közötti különbség okozza. Érdesebb felületek esetén a különbség nagyobb. Annak érdekében, hogy a felületi érdesség hatásáról minél teljesebb képet kapjak az $R_a = 11,02\text{ }\mu\text{m}$ felületi érdességű profil fel lett skálázva a következő szorzó tényezőkkel: 5, 10 és 50. Az 25. ábra mutatja a $R_a = 11,02\text{ }\mu\text{m}$ felületi érdességű profilt. A x és y tengelyek skálája azonos.



25. ábra: Az $R_a = 11,02 \mu\text{m}$ felületi érdességű profil, az ábra két tengelyének azonos a skálája.

Az Erdélyi és társaitól átvett mért profil felületi érdessége $0,62 \mu\text{m}$ volt. A profilmérések korlátai miatt a mély és szűk repedések nem láthatóak a mért profilban, ezért ahhoz $150 \mu\text{m}$ periódussal, $8 \mu\text{m}$ mélységgel és $0, 3, 6$ és $9 \mu\text{m}$ szélességgel rendelkező repedések mesterségesen lettek hozzá adva, lásd a 3. táblázatot. Ezek a tipikus értékek a korábban ismertetett vizsgálatokból származnak, ahol az anódfelületek optikai mikroszkóppal profilométerrel és pásztázó elektronmikroszkóppal lettek megvizsgálva.

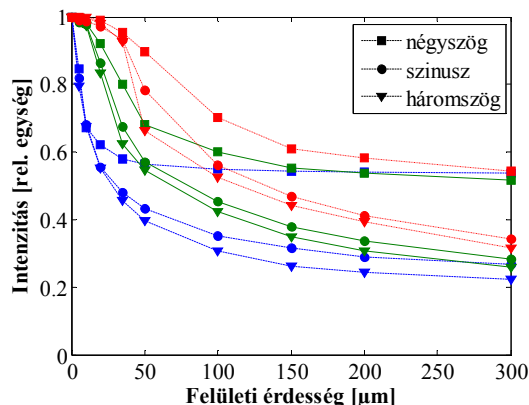
3. táblázat: A repedések hatásának vizsgálatához használt felületek felületi érdességei.

A repedés szélessége	Ideális felület repedésekkel	Mért felület repedésekkel
$0 \mu\text{m}$	$0 \mu\text{m}$	$0,62 \mu\text{m}$
$3 \mu\text{m}$	$0,31 \mu\text{m}$	$0,76 \mu\text{m}$
$6 \mu\text{m}$	$0,61 \mu\text{m}$	$0,94 \mu\text{m}$
$9 \mu\text{m}$	$0,89 \mu\text{m}$	$1,13 \mu\text{m}$

Általában a kilépett röntgensugárzás intenzitását vizsgáltam kivéve a HVL értékek vizsgálatát mivel a szabványos mérések az Air-Kerma mennyiséget használják.

4.3.2 Szimulációs eredmények

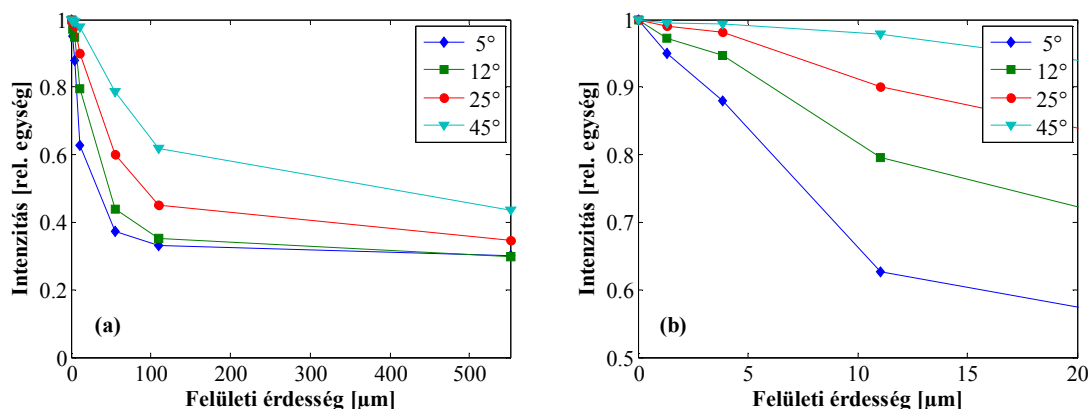
4.3.2.1 Intenzitás csökkenés és HVL változások



26. ábra: A röntgensugárzás intenzitás-csökkenése különböző profilok és felületi érdességek esetén 120 kVp csőfeszültség mellett. A szűrés 3 mm alumínium volt. A szaggatott, a folytonos és a pontvonal rendre megfelel az 5° , 25° és 40° kilépési szögeknek.

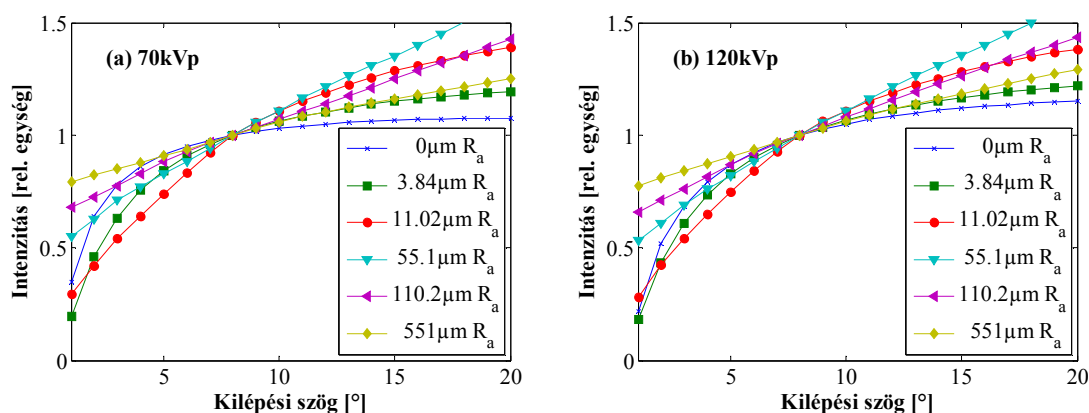
A 26. ábra mutatja az 5° , 25° és 45° kilépési szögeknél kapott szimulációs eredményeket. A gyakorlatban az anódszöget olyan kicsire állítják amennyire csak lehetséges, így például egy 40×40 cm-es flat panel típusú detektorral rendelkező rendszer kb. a 2 - 25° kilépésszög-tartományt használja. Három különböző profil esetén vizsgáltam röntgensugárzás intenzitását: szinusz, háromszög és négyszög profil esetén, periódus mindig $400 \mu\text{m}$ volt. A szimuláció során a szűrés 3 mm alumínium volt. A háromszög és a szinusz profil hasonló módon változtatják meg a nyaláb intenzitásának szögfüggését. A háromszög profil esetében egy törés figyelhető meg az intenzitáscsökkenésben 45 -os kilépési szög esetén $50 \mu\text{m}$ R_a felületi érdesség közelében. $50 \mu\text{m}$ felületi érdesség közelében a háromszög profil felületének lejtése meghaladja a 45° -ot, így az anód felület felét eltakarja maga az anódanyag, emiatt az intenzitás drasztikusan csökken. Ez az effektus a szinusz profil esetén is megfigyelhető, bár nem olyan éles. A hasonló töréspontok tulajdonságai (érdesség és kilépési szög pozíció) a periodikus profil alakjától és periódusától függenek. A négyszög profil esetén az intenzitáscsökkenés kisebb felületi érdesség és nagyobb intenzitás értéknél szaturálódik (azaz nem csökken tovább az intenzitás), mint a szinusz és háromszög profilok esetén. Ezt az eredményt geometriai hatásokkal magyarázhatjuk: a négyszögprofil fele (a teteje) bármely kilépési szög esetén mindig látható, míg a másik fele (az alja) részlegesen vagy teljesen ki van takarva. Ezért az intenzitáscsökkenés $0,5$ relatív intenzitás érték felett szaturálódik a négyszög

profil esetén. A anód anyagának szűrése függ a kilépési szögtől, az amplitúdótól és a periodikus profil alakjától. A valóságban megfigyelhető anódfelületek nem szabályosak és a statisztikai tulajdonságaik változhatnak a felületi érdesség értékével. A továbbiakban mért felületek hatásait fogom vizsgálni.



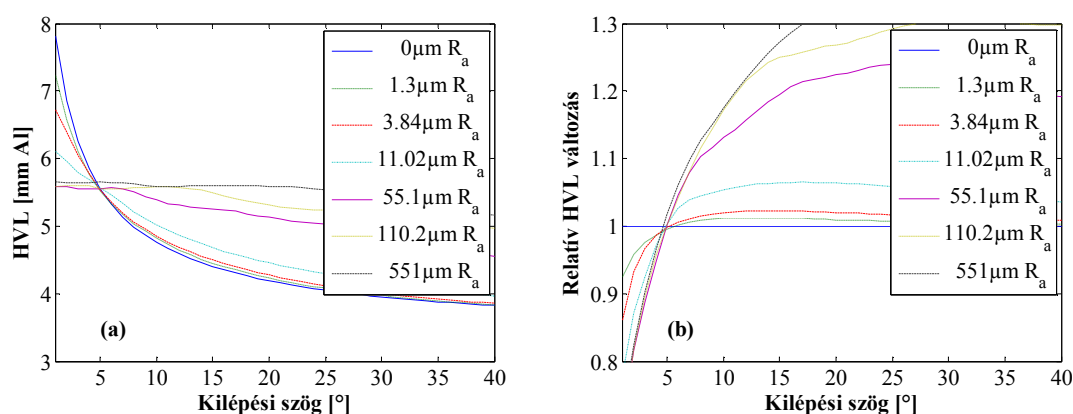
27. ábra: A röntgennyaláb intenzitása a felületi érdesség függvényében 120 kVp csőfeszültség esetén. A szűrés 3 mm alumínium volt.

Ebben és a következő fejezetben a Nowotny-tól adoptált felületek hatásait vizsgáltam. A 27. a) ábra mutatja az intenzitás csökkenést a felületi érdesség függvényében különböző kilépési szögek esetén. A 27. b) ábra kinagyítva mutatja a 0-20 μm felületi érdesség-tartományban az intenzitáscsökkenést, mivel ez fedile a Nowotny által kísérletileg is megfigyelt 0-11 μm felületi érdesség-tartományt. Az intenzitáscsökkenés erős kilépésszög-függést mutat. Egy adott felületi érdesség esetén az intenzitáscsökkenés kisebb, ha nagyobb a kilépési szög. Ezt a tendenciát a következőkkel magyarázhatjuk: egy adott profil esetén a felület egy „völgyében” keltett foton nagyobb kilépési szög esetén elkerüli a „völgy” falát, míg kisebb kilépési szögek esetén keresztül halad azon.



28. ábra: Az intenzitás kilépési szög szerinti eloszlása különböző felületi érdességek esetén. A csőfeszültség 70 a) és 120 kVp b) volt. A szűrés 3 mm volt. A görbék a 8°-os kilépési szögnél felvett értékeikkel lettek normálva.

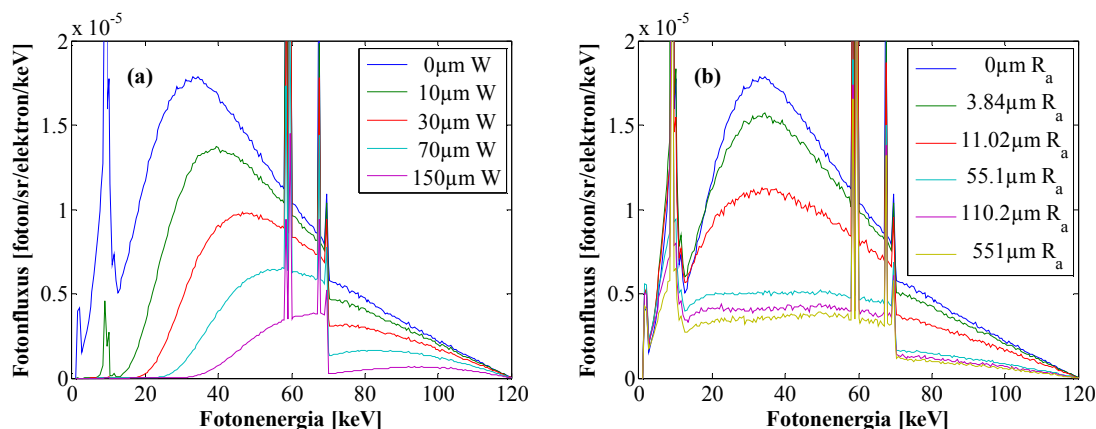
A felületi érdesség szintén hatással van a röntgennyaláb intenzitásának kilépési szög szerinti eloszlására, ahogyan az a 28. ábrán is látható. Az $R_a < 55 \mu\text{m}$ felületiérdesség-tartományban a nyaláb inhomogenitása (z intenzitás értékek különbsége például 5° és 15° kilépési szögek esetén) növekszik, ha növeljük a felületi érdességet, amíg az intenzitás csökkenés kis kilépési szögek esetén szaturálódni nem kezd, lásd a 27. ábrát. A kritikus felületi érdesség $55 \mu\text{m}$ körül van. A trendek hasonlóak 70 és 120 kVp esetén. $0 \mu\text{m}$ R_a felületi érdesség esetén az intenzitás szögfüggésének eloszlása 70 kVp csőfeszültség esetén laposabb, mint 120 kVp esetén.



29. ábra: A HVL-érték és annak csökkenése az ideális sík felületű anódhoz képest 120 kVp csőfeszültség esetén. A szűrés 3 mm anód volt.

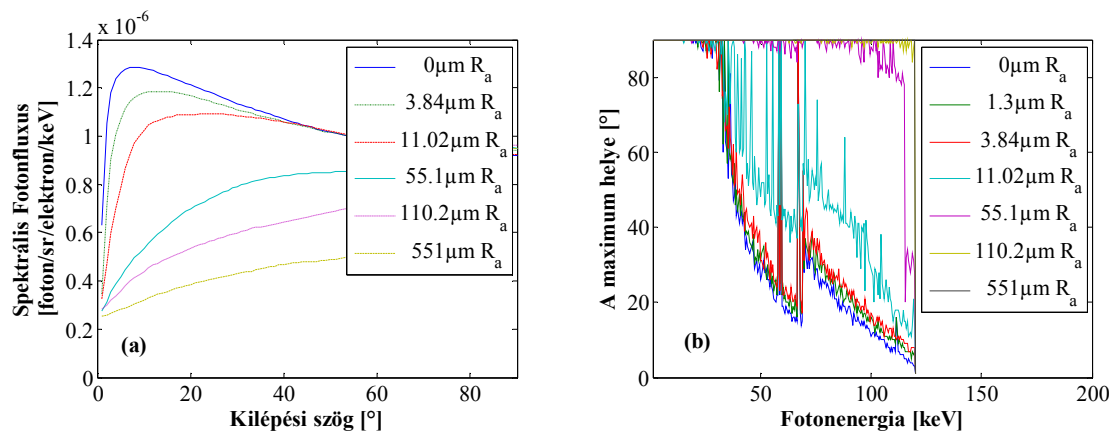
A röntgensugárzás behatoló képessége, gyakran a HVL értékkel jellemzik, fontos a detektor jelének becslésében. A HVL érték függ a méréshez használt detektortól (ionizációs kamra, flat panel CsI szcintillátorral stb.). A 29. ábrán látható HVL értékeket az úgynevezett air kerma mennyiség segítségével kaptam. Körülbelül 5° kilépési szög alatt a HVL érték csökken a felületi érdesség növekedésével. 5° kilépési szög felett a HVL érték növekszik a felületi érdesség növekedésével. Ez azt jelenti, hogy 5° kilépési szög környezetében a röntgennyaláb behatolási tulajdonságai gyakorlatilag konstansnak tekinthetők a röntgencső élettartama alatt.

4.3.2.2 A spektrum alakjának változása



30. ábra: Számolt röntgenspektrum a) különböző vastagságú wolframszűrőkkel, b) különböző R_a felületi érdességű profilok esetén. Mindkét ábra esetén a kisebb szűrővastagsághoz illetve felületi érdességhez nagyobb fluxus tartozik. (kilépési szög: 8° , csőfeszültség: 120 kVp)

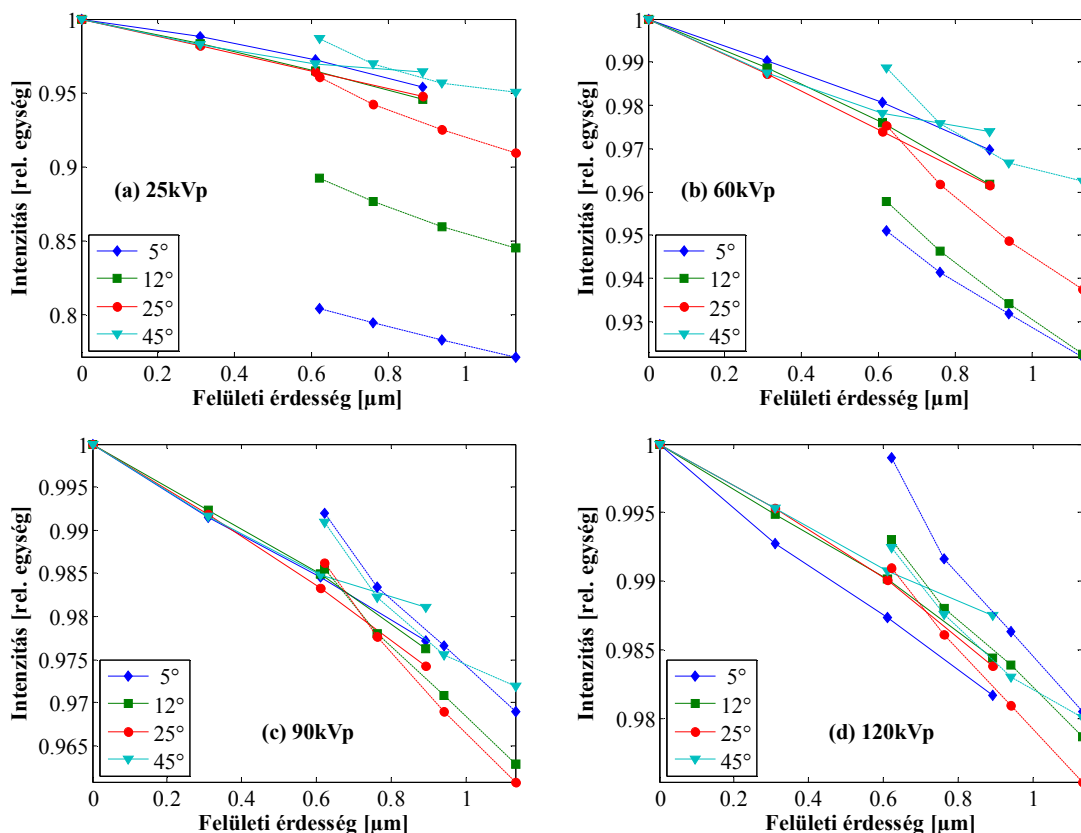
A 30. mutatja a spektrumok alakját különböző vastagságú wolframszűrők és különböző felületi érdességek esetén. A szűrésnek és a felületi érdességnek eltérő hatása van a spektrum alakjára. A szűrés levágja a spektrum kis energiájú részét, kb. 15-40 keV fotonenergia alatt a szűréstől függően, míg a felületi érdesség ellaposítja a fékezési sugárzás spektrumát és a kisenergiájú részt csak kisebb mértékben változtatja. A szűrt spektrum keményebbnek bizonyult, mint a felületi érdesség hatására megváltozott spektrum. Közvetlen a K él felett a wolframszűrés nagyobb intenzitás csökkenést hoz létre, mint a felületi érdesség, ha a fékezési sugárzás intenzitása a K él alatt hasonló. Ezek a különbségek mutatják, hogy a felületi érdesség precízen nem modellezhető az anódanyagából készült szűrővel. A felületi érdesség hatása nagy felületi érdességek esetén a spektrum módosítására is használható. Például $55 \mu\text{m}$ felületi érdesség segítségével a 20-60 keV fotonenergia-tartományban ellaposítható a fékezési sugárzás spektruma.



31. ábra: a) A 108-108,5 keV energiatartományba eső spektrális fotonfluxus a kilépési szög függvényében különböző felületi érdesség-értékek esetén és 120 kVp csőfeszültségnél. b) A maximális spektrális fotonfluxus kilépésszög-pozíciója.

A 31. a) ábra mutatja a 108-108,5 keV energiatartományba spektrális fotonfluxust a kilépési szög és a felületi érdesség függvényében. A 31. b) ábra mutatja a maximális spektrális fotonfluxust a fotonenergia függvényében különböző felületi érdességek esetén. A 31. b) ábrán látható zajt a Monte Carlo szimuláció bizonytalansága és a TIC gyűjtő specifikus viselkedése okozza. A spektrális fotonfluxus maximumának létezésének fizikai hátterét korábban már bemutattam. A maximális spektrális fotonfluxus pozíciója a nagyobb kilépési szögek felé tolódik el a felületi érdesség növekedésével mindegyik fotonenergia-tartomány esetén. A felületi érdesség által okozott spektrális fotonfluxus-csökkenés nagyobb mértékű kisebb kilépési szögek esetén. A spektrális fotonfluxus monoton módon növekszik a kilépési szög függvényében, ha a felületi érdesség meghaladja a kb. $55\mu\text{m}$ értéket. A trendek különböző csőfeszültségek esetén hasonlóak és a maximum eltolódását mutató görbéket a fotonenergia és az adott csőfeszültséghez tartozó fotonenergia hányadosával skálázható. Az egyetlen különbség a K élnél lévő szakadási hely pozíciója.

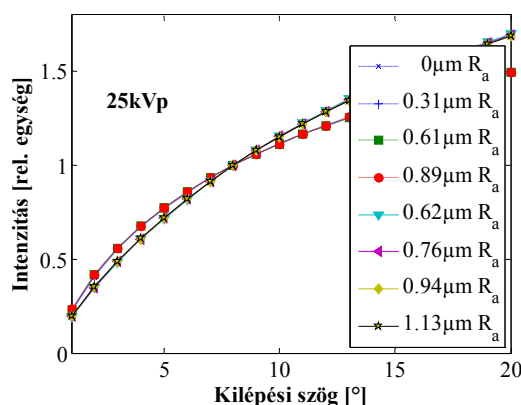
4.3.2.3 A repedések és a felület polírozásának hatásai



32. ábra: A kilépő röntgensugárzás intenzitása a felületi érdesség függvényében 25, 60, 90 és 120 kVp csőfeszültség esetén. A szűrés 1 mm berillium volt 25 kVp esetén, míg 3 mm alumínium a többi csőfeszültség esetén. A 0-0,89 R_a tartományba eső görbék (folytonos vonal) az ideális sík felület repedésekkel és repedések nélküli szimulációiból származnak, míg a 0,62-1,13 R_a tartományba eső görbék (szaggatott vonal) a mért profil repedésekkel és repedések nélküli szimulációiból származnak.

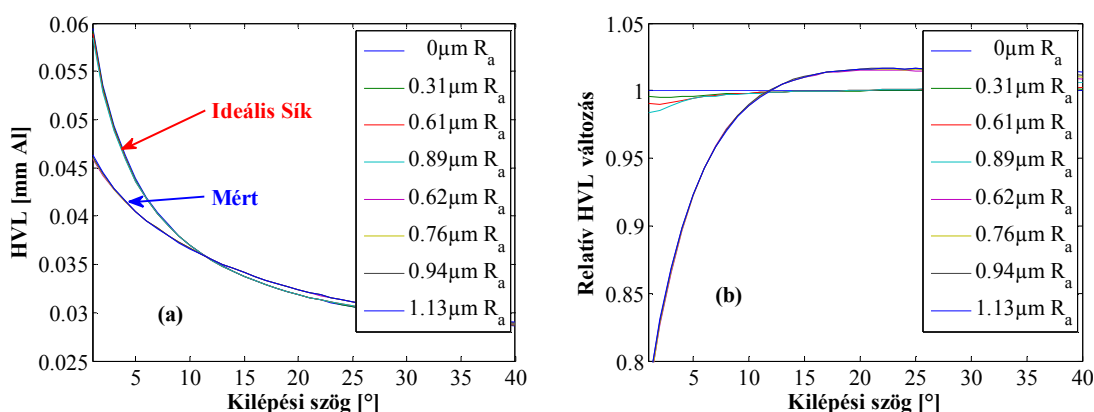
A 32. ábra mutatja az intenzitás csökkenést különböző felületek segítségével végzett szimulációkból származó spektrumok esetén. A R_a felületi érdesség-értékeket a 3. táblázat foglalja össze. A 32. ábrán látható 0-0,89 μm R_a tartományba eső görbék az ideális sík felület repedésekkel és repedések nélküli szimulációiból származnak, míg a 0,62-1,13 μm R_a tartományba eső görbék a mért profil repedésekkel és repedések nélküli szimulációiból származnak. Szignifikáns különbség figyelhető meg az intenzitás csökkenésben a mért és ideális felület esetén különösen kis csőfeszültségek esetén (60 kVp). A mért felülettel számolt görbék mindig meredekebben esnek. Kisebb csőfeszültség esetén a különbség nagyobb és erősen függ a kilépési szögtől. Érdekes megjegyezni, hogy a felületek R_a felületi érdesség szerinti sorrendje nem azonos a felületek intenzitás csökkenés szerinti sorrendjével. A mért felület és 6 μm széles repedésekkel ellátott ideális sík felületi érdessége megegyezik (0,61 μm), de a két felület esetén megfigyelhető kilépési szög-függés és az intenzitás

csökkenés a két felület között alapvetően különböző. Ezért az 1a egyenletben megadott felületi érdesség, mint fizikai mennyiség alkalmatlan az anód felületi érdességének a röntgensugárzás spektrumára gyakorolt hatásának a jellemzéséhez.



33. ábra: A röntgennyaláb intenzitásának kilépési szög szerinti eloszlása különböző felületi érdességek esetén. A csőfeszültség 25 kVp, a szűrés 1 mm berillium volt. Az görbék a 8° kilépési szögnél felvett értékekkel lettek normálva.

A 33. ábra mutatja 25 kVp és különböző felületi érdességek esetén a röntgennyaláb intenzitásának kilépési szög szerinti eloszlását, a szűrés 1 mm berillium volt. Érdeemes megjegyezni, hogy a görbék két csoportba sorolhatóak. Az első csoportba az ideális felület és repedésekkel kiegészített változatai tartoznak, szaggatott vonal. A második csoportba a mért felület és repedésekkel kiegészített változatai tartoznak. Az egyes csoportokba tartozó görbék fedik egymást, míg a két csoport elválik egymástól. Így arra következtettem, hogy a repedések nem befolyásolják a röntgennyaláb kilépési szögtől való függését a mammográfiai energiatartományban, míg a kezdeti polírozás és a felület profilja igen. Nagyobb csőfeszültségek (>60 kVp) esetén a két csoport fedi egymást.



34. ábra: A HVL-érték és annak csökkenése az ideális sík felületű anódhoz képest 25 kVp csőfeszültség esetén. A szűrés 1 mm berillium volt.

A 34.ábra mutatja a számított HVL értékeket és azok változását azonos feltételek mellett. Hasonló szeparáció látható. 12° kilépési szög esetén a HVL érték nem változik a felületi érdesség függvényében. Ez kilépési szög függ a szűréstől és 0,2, 0,5 és 1 mm alumínium szűrés esetén rendre 5°, 3,5° és 2,5° értékeket vesz fel. Így elmondható, hogy ez a jelenség erősen függ a szűréstől.

4.4 Spektrumtáblázatok készítése

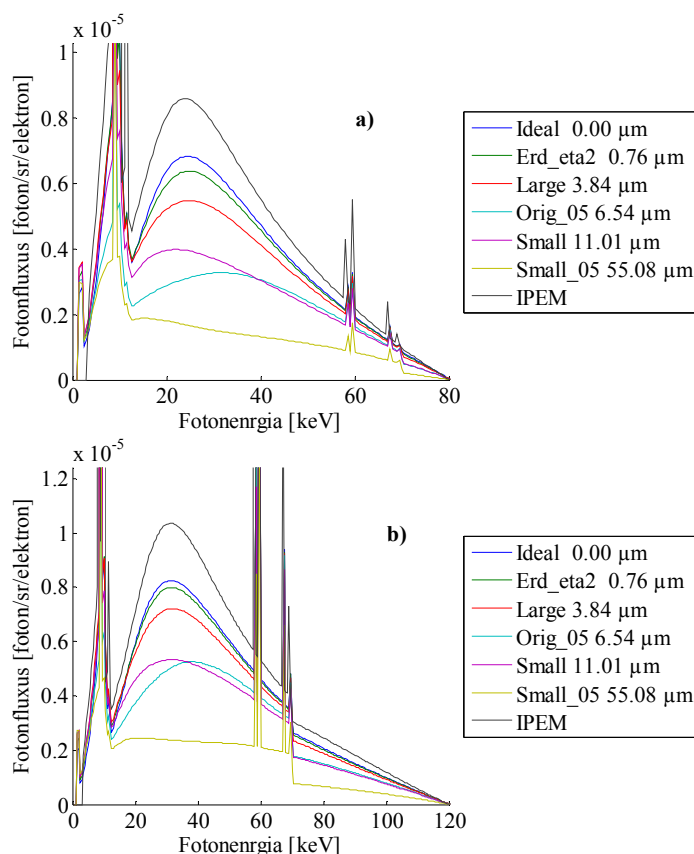
Az elért tudományos eredmények felhasználása céljából spektrumtáblázatokat készítettem az XTOP szimulációs eszköz számára. A táblázatok programkódba való illesztéséhez és az egyes táblázatok közötti gyors és kényelmes váltáshoz egy függvényeljárást írtam. A korábban bemutatott szimulációs geometriát és profilokat felhasználva további szimulációkat végeztem nagyobb csőfeszültség szerinti felbontással.

A XTOP követelményeinek megfelelő 1 kVp csőfeszültség szerinti felbontás eléréséhez a spektrumtáblázatok interpolációjára van szükség. Az interpoláció elvégzéséhez két lehetőséget vizsgáltam meg és implementáltam MATLAB függvényként. Először a TBC modell segítségével próbáltam interpolálni a spektrum adatokat, de a számolások nagyon lassúak voltak és a modellt is módosítani kellett, hiszen az elhanyagolja a fékezési sugárzás szögfüggését. Mivel nem csak transzmissziós görbék állnak a rendelkezésünkre, hanem maga a spektrum alak is, így könnyen illeszthetünk egy magasabb rendű polinomot a spektrum alakjára. A végső interpolálási módszer polinomok illesztésén alapult, amelynek részletei a függelékben megtalálhatóak.

4. táblázat: A spektrumtáblázatok készítéséhez használt profilokhoz tartozó paraméterek.

Jelölés	Felületi érdesség (R_a)	Szimulációk során használt csőfeszültségek [kVp]
Ra_00_00_Ideal	0 μm	50,51,... 150
Ra_00_00_Ideal_MCNPX	0 μm	50,51,... 150
Ra_00_62_Erd_eta0	0,62 μm	50,55,... 150
Ra_00_76_Erd_eta2	0,76 μm	50,55,... 150
Ra_03_84_Large	3,84 μm	50,51,... 150
Ra_06_54_Orig_05	6,54 μm	50,55,... 150
Ra_11_01_Small	11,01 μm	50,51,... 150
Ra_15_39_Large_04	15,39 μm	50,55,... 150
Ra_22_03_Small_02	22,03 μm	50,55,... 150
Ra_38_49_Large_10	38,49 μm	50,55,... 150
Ra_55_08_Small_05	55,08 μm	50,55,... 150

A spektrumtáblázat-készítés során felhasznált felületeket és a szimulációk során használt profilokat 4. táblázat foglalja össze. A korábban publikált eredményeket azzal egészítettem ki, hogy nem csak a Nowotny által mért legnagyobb felületi érdességgel rendelkező profilt skáláztam át egy szorzószám segítségével, hanem a másik két felületet is, ezáltal mélyebb betekintést nyerve a felületi érdesség hatásmechanizmusába. A Nowotny által publikált eredeti polírozott felületen mért profilt jelöli az „Orig” felirat, a nagy fókuszfolthoz tartozó fókusznyomon mért profilt a „Large” felirat és a kis fókuszfolthoz tartozó fókusznyomon mért profilt a „Small” felirat jelöli. Ha az adott profil skálázva lett, akkor a skálázást az egyes profilok jelöléseiben az utolsó egész szám jelöli, például: az „Ra_22_03_Small_02” esetében a kis fókuszfolthoz tartozó profil magassága a duplájára lett növelve. Az „Ideal” és „Ideal_MCNPX” profil az ideális sík profilt jelöli, az ezekhez tartozó szimulációk során megtartottam a profilt definiáló geometriai elrendezést, de az nem tartalmazott modulációt. Az „Erd_eta0” és „Erd_eta2” az általunk mért profilt jelöli, hozzáadott repedéssel vagy anélkül, lásd a 3. táblázatot.



35. ábra: Az interpolált spektrumok 80 és 120 kVp csőfeszültség esetén, a kilépési szög 8°.

A 35. ábra mutatja az interpolált spektrumokat 80 és 120 kVp csőfeszültség esetén, a kilépési szög 8°. Szembetűnő, hogy az „Orig_05” és a „Small” profilok esetén az anód

felületéből kilépő spektrumok 80 kVp csőfeszültség esetén a 35 keV fotonenergia feletti tartományban gyakorlatilag megegyeznek, de a profilokhoz tartozó felületiérdesség-értékek hányadosa 1,68. 120 kVp csőfeszültség esetén is hasonlóságot mutat két profilhoz tartozó spektrum, de eltérő lesz annak jellege, azaz a két spektrum görbe metszi egymást.

A skálázott felületekkel végzett szimulációk megerősítik azt a tapasztalatot, hogy a felületi érdesség spektrumra gyakorolt hatása nem írható le csak az R_a felületiérdesség-paraméter segítségével. A megfelelő mennyiség megtalálása további kutatásokat igényel.

4.5 Összefoglalás

Dolgozatomban áttekintettem az orvosi képalkotásban használt röntgensövek spektrumának számítására alkotott eddigi modelleket, amelyek három kategóriába sorolhatóak: empirikus, szemi-empirikus és Monte Carlo [4]. Az empirikus és szemi-empirikus modellek formuláinak levezetése során azok jellegéből adódóan közelítéseket kell alkalmazni. Ezzel szemben Monte Carlo szimuláció esetén a részecsketranszport vizsgálata során nem kell ilyen közelítéseket alkalmazni. A napjainkban elérhető számítási kapacitások segítségével minden gyakorlati szempontból minden igényt kielégítő nagy részletességű szimulációkat lehet végezni.

A GE Healthcare-rel közösen folytatott ipari kooperációs projektünk célja az Innova típusú vaszkuláris rendszerek modellezéséhez használt XTOP szimulációs eszköz fejlesztése. Az anód felületének struktúrája jelentősen függhet a röntgenső gyártási technológiájától és annak igénybevételétől, lásd a 3. ábrát. Ezért megvizsgáltuk az Innova típusú készülékekben használatos Maxiray 150 típusú röntgensövek anódjának felületét, és az azokon mért felületprofilokat is felhasználtam a felületi érdesség Monte Carlo szimulációja során.

A Maxiray 150 típusú röntgensövek vizsgálatának tapasztalatait a következőekben lehet összefoglalni: a felület tipikusan $\sim 100\text{ }\mu\text{m}$ méretű szigetekből áll, amelyeket átlagosan $8\text{ }\mu\text{m}$ mély repedések választanak el egymástól. Ezen repedések tipikus szélessége néhány μm volt, de elérhette a $20\text{ }\mu\text{m}$ -t is. Az egyes szigetek felületei homogének és izotrópok voltak. A szigetek felületének felületi érdessége nem haladta meg az $1\text{ }\mu\text{m}$ -t. Ezen eredményeket felhasználva egy egydimenziós felületmodellt készítettünk, amelyben egy ideális síkfelületbe $8\text{ }\mu\text{m}$ mély repedéseket ültettünk $150\text{ }\mu\text{m}$ -es periódussal. A repedések szélességét a felületi érdességnek megfelelően választottuk meg. Az irodalomban ennél lényegesen nagyobb felületi érdesség-értékekről számolnak be: Nowotny: $11\text{ }\mu\text{m}$ -ig, míg Mehranian egészen $50\text{ }\mu\text{m}$ -ig. A felületi érdesség növelésével a felület profiljának nem csak az amplitúdója változik, hanem a struktúrája is.

Az irodalomban legelterjedtebben használt IPEM spektrumtáblázat a BM szemi-empirikus modell mérési adatokra való illesztésével készült. A táblázat kb. a $6\text{-}22^\circ$ -os kilépési szögtartományt fogja át, amely kisebb, mint az Innova típusú készülékek által használt $2\text{-}24^\circ$ kilépési szögtartomány. Áttekintve a BM modell levezetését látható, hogy az elhanyagolja a fékezési sugárzás anizotrópiáját. Ezen okok miatt a röntgensugárzás keltését az MCNPX

Monte Carlo részecsketranszport-kód segítségével végeztem, amely figyelembe veszi a fékezési sugárzás anizotrópiáját.

A Monte Carlo szimulációk eredményeit elemezve arra a következtetésre jutottam, hogy a fékezési sugárzás elhanyagolása trendszerű, szisztematikusan csőfeszültség-függő hibát okoz a fotonfluxus kilépési szögtől való függésében és ezen keresztül a becsült detektorjel értékében, lásd a 19. ábrát. Az anizotrópia elhanyagolása esetén a spektrális fotonfluxus szögfüggését csak az anód attenuációja határozza meg. Ezen közelítést alkalmazva az egyes spektrális komponensek esetén csak monoton módon növekvő fluxust jósolhat a modell, lásd a 17. ábrát. A Monte Carlo eredmények megmutatták, hogy a spektrális fotonfluxusnak határozott maximuma van a kilépési szög függvényében, melynek pozíciója jelentős energiafüggést mutat, nem analitikus függvény. Kihasználva a maximum pozíciójának paraméterfüggését egy erre a célra tervezett kísérlettel igazoltam a spektrális maximum létezését.

A BM szemi-empirikus modell segítségével végzett újabb kutatások megmutatták, hogy a röntgenső fókuszfoltjából kilépő sugárzás spektrumára gyakorlati szempontból is jelentős hatással lehet az anód felületének struktúrája, illetve egyes szabadalmak [6] modulált anódfelület struktúrákat javasolnak annak termális terhelhetőségének fokozása érdekében. Ezen ismeretekre építve Monte Carlo szimuláció segítségével széles felületiérdesség-érték skálán megvizsgáltam az anódfelület struktúrájának hatásait.

Különböző forrásokból származó profilokkal végzett szimulációkból megállapítottam, hogy a felületi érdesség hatásának jelensége jelentős paraméterfüggést mutat és praktikusán a röntgensőből kilépő sugárzás összes paraméterére komplex hatással van. A szabályos felületekkel végzett szimulációk eredményeiben jelentős különbségeket lehet megfigyelni az egyes profilok hatásai között, különösképpen nagy felületi érdességek esetén az intenzitáscsökkenés szaturálódásában és az egyes profilokhoz tartozó eltérő kilépésszög-függésben, lásd a 26. ábrát. Ezen trendeket a felület mélyedéseinek széle által okozott árnyékoló hatással értelmeztem, amely a kilépési szög függvényében változó mértékű. A mért profilokkal kapott spektrumok esetén a felületi érdesség növelésével a spektrális fotonfluxus maximumának pozíciója a nagyobb kilépési szögek felé tolódik. Kb. $55\ \mu\text{m}$ felületi érdesség felett a spektrális fotonfluxus maximuma minden energiatartományban a 90° értéket veszi fel, azaz a spektrális fluxus monoton módon növekszik a kilépési szög függvényében. Megvizsgáltam a fontosabb nyalábtulajdonságokat leíró fizikai mennyiségeket a kilépési szög és a felületi érdesség függvényében. Arra a következtetésre jutottam, hogy a felületi érdesség felhasználható a nyaláb tulajdonságainak alkalmas módosítására. Ilyen fontos paraméter lehet

a nyalábkeménység kilépési szögtől való függésének alkalmas megválasztása. Növelve a felületi érdességet, a nyaláb keménységét leíró HVL paraméter kilépési szögtől való függése jelentősen csökken, míg a nyaláb intenzitásának kilépési szögtől való függése nő. Megállapítottam továbbá, hogy adott szűrés és csőfeszültség mellett létezik egy olyan kilépésszög-tartomány, ahol a nyaláb keménységét leíró paraméter nem függ a felületi érdességtől.

Összegezve az eddigi tapasztalatokat a felületi érdesség hatása jelentősen függ a felület profiljának statisztikai tulajdonságaitól és a csőfeszültségtől. Az R_a felületi érdesség, mint fizikai mennyiség önmagában nem alkalmas a felületi érdességnek a keltett röntgennyalábra gyakorolt hatásának leírására. Kisebb kilépési szögeknél ($< \sim 6^\circ$) és csőfeszültségnél (< 60 kVp) a spektrumok felületi érdesség és spektrális fotonfluxus szerinti sorrendje nem lesz azonos. Ezen sorrendbeli felcserélődés a mammográfiás csőfeszültség-tartományban (25-40 kVp) jelentősebb.

Tézispontok

Értekezésemben a wolfram anódú röntgensövek fókuszoltjából kilépő röntgensugárzás tulajdonságait vizsgáltam Monte Carlo szimuláció segítségével. Eredményeimet az alábbi tézispontokban foglalom össze:

1. A felületi érdesség leírására egy egyszerű modellt alkottam, amely 19 darab Maxiray 150 típusú röntgenső kísérleti elemzésén alapult. A felület tipikusan $\sim 100\text{ }\mu\text{m}$ méretű szigetekből áll, amelyeket átlagosan $8\text{ }\mu\text{m}$ mély repedések választanak el egymástól. Ezen repedések tipikus szélessége néhány μm volt, de elérhette a $20\text{ }\mu\text{m}$ -t is. Az egyes szigetek felületei homogének és izotrópok voltak. A szigetek felületének felületi érdessége nem haladta meg az $1\text{ }\mu\text{m}$ -t. Ezen eredményeket felhasználva egy egydimenziós felületmodellt készítettem, amelyben egy ideális síkfelületbe $8\text{ }\mu\text{m}$ mély repedéseket ültettem $150\text{ }\mu\text{m}$ -es periódussal. A repedések szélességét a felületi érdességnek megfelelően választottam meg.
2. Monte Carlo szimuláció segítségével nagy energia és szög szerinti (rendre $0,5\text{ keV}$ és 1°) felbontással megvizsgáltam az ideális sík anódfelületből kilépő röntgensugárzás fluxusát. Arra a megállapításra jutottam, hogy az eddigi irodalmi ismeretekkel szemben az egyes spektrális komponenseknek határozott maximumuk van a kilépési szög függvényében. A maximum kilépésszög-pozíciója erősen függ a fotonenergiától, és nem analitikus függvény. Kísérletileg igazoltam az effektus létezését.
3. Monte Carlo szimuláció segítségével nagy energia és szög szerinti (rendre $0,5\text{ keV}$ és 1°) felbontással megvizsgáltam különböző profilú anódfelületekről kilépő röntgensugárzások fluxusait. Az irodalomban eddig a felületi érdesség hatását az anód anyagából készült szűrő segítségével próbálták leírni. Összehasonlítva az érdes anódfelületek és az anód anyagából készült szűrő hatását a spektrumra, megmutattam, hogy ezen egyszerűsítés erősen paraméterfüggő hibát okoz.
4. Megállapítottam, hogy a felületi érdesség jelentős hatással van a spektrális fotonfluxus kilépésszög-függésére. A felületi érdesség növelésével a spektrális fotonfluxus maximumának pozíciója a nagyobb kilépési szögek felé tolódik el. Kb. $55\text{ }\mu\text{m}$ felületi érdesség felett a spektrális fotonfluxus maximuma minden energiatartományban a 90° értéket veszi fel, azaz a spektrális fluxus monoton módon növekszik a kilépési szög függvényében.

5. Megvizsgáltam a fontosabb nyalábtulajdonságokat leíró fizikai mennyiségeket a kilépési szög és a felületi érdesség függvényében. Arra a következtetésre jutottam, hogy a felületi érdesség felhasználható a nyaláb tulajdonságainak alkalmas módosítására. Ilyen fontos paraméter lehet a nyalábkeménység kilépési szögtől való függésének alkalmas megválasztása. Növelve a felületi érdességet, a nyaláb keménységét leíró HVL (half value layer) paraméter kilépési szögtől való függése jelentősen csökken, míg a nyaláb intenzitásának kilépési szögtől való függése nő. Megállapítottam továbbá, hogy adott szűrés és csőfeszültség mellett létezik egy olyan kilépésszög-tartomány, ahol a nyaláb keménységét leíró paraméter nem függ a felületi érdességtől.
6. Megállapítottam, hogy az R_a felületi érdesség, mint fizikai mennyiség önmagában nem alkalmas a felületi érdességnek a keltett röntgennyalábra gyakorolt hatása leírására. Kisebb kilépési szögeknél ($< \sim 6^\circ$) és csőfeszültségnél (< 60 kVp) a spektrumok felületi érdesség és spektrális fotonfluxus szerinti sorrendje nem lesz azonos. Ezen sorrendbeli felcserélődés a mammográfiás csőfeszültség-tartományban (25-40 kVp) jelentősebb.

Summary

I have analyzed the properties of the x-ray beam emerging from tungsten anode x-ray tubes by Monte Carlo simulation. I summarize my results in the following points:

1. A simple model was developed to describe the effect of anode surface roughness, based on the experimental analysis of 19 Maxiray 150 type x-ray tubes. The surfaces consisted of $\sim 100\text{ }\mu\text{m}$ sized islands separated by cracks of $8\text{ }\mu\text{m}$ average depth. The typical width of these cracks was a few μm -s, but they might reach $20\text{ }\mu\text{m}$. The surface roughness of the islands' surface did not exceed $1\text{ }\mu\text{m}$. Using these results a one dimensional surface model was developed, $8\text{ }\mu\text{m}$ deep cracks were inserted into an ideal plane surface with $150\text{ }\mu\text{m}$ period. The width of the cracks was chosen corresponding to the anode surface roughness.
2. I have analyzed the x-ray flux emergent from an ideal plane anode surface by Monte Carlo simulation with high energy and angular resolution (0.5 keV and 1° respectively). In spite of the current knowledge in the literature I concluded that some of the spectral components have definite maxima as a function of emission angle. The position of the maxima strongly depends on the photon energy, but not in the form of any analytical function. I have experimentally verified the existence of the phenomenon.
3. I have analyzed the x-ray flux emergent from anode surfaces with different profiles by means of Monte Carlo simulation with high energy and angular resolution (0.5 keV and 1° respectively). In the literature the effect of anode surface roughness was attempted to be described by a filter made of the anode material. I have shown that this simplification leads to strongly parameter dependent error by comparing to the newly examined effect of anode surface roughness.
4. I ascertained that the effect of anode surface roughness has high impact on the emission angle dependence of the spectral photon flux. The position of maxima of the spectral photon flux shifts to higher emission angles by increasing the anode surface roughness. Angular position of maxima of the spectral photon flux is 90° above approximately $55\text{ }\mu\text{m}$ anode surface roughness value in all energy ranges, thus the spectral photon flux monotonically increases with emission angle.

5. I have analyzed the physical quantities which determine the important beam properties as a function of emission angle and anode surface roughness. I have concluded that anode surface roughness could be used to change the beam properties appropriately. Such property is the emission angle dependence of the beam hardness. Increasing the anode surface roughness decreases the emission angle dependence of the HVL (half value layer), which describes the beam hardness, while increases the emission angle dependence of the intensity. Furthermore I concluded that there exists an emission angle range where the HVL value does not depend on the anode surface roughness at given tube voltage and filtration.
6. I concluded that the surface roughness as a physical quantity alone is not adequate to describe the effect of surface roughness on the excited x-ray radiation. At small emission angles ($\sim 6^\circ$) and tube voltages (< 60 kVp) the ordering of spectra by anode surface roughness values and by the spectral photon flux values is not the same. This difference in the ordering of spectra by different surfaces is more significant in the mammographic tube voltage range (25-40 kVp).

Irodalomjegyzék

- [1] W. C. Röntgen “Eine neue Art von Strahlen.”, Sitzungsberichte Würzburger Physik-med. Gesellschaft **137**, 132-141 (1895).
- [2] http://www.gehealthcare.com/usen/service/time_material_support/docs/MX150V5.pdf
- [3] <https://mcnpx.lanl.gov/>
- [4] M. Ay, S. Sarkar, M. Shahriari, D. Sardari, and H. Zaidi, “Assessment of different computational models for generation of x-ray spectra in diagnostic radiology and mammography,” Med. Phys. **32**, 1660–1675 (2005).
- [5] R. Nowotny and Kh. Meghzifene, “Simulation of the effect of anode surface roughness on diagnostic x-ray spectra,” Phys. Med. Biol. **47**, 3973–3983 (2002).
- [6] D. W. Woodruff and R. D. Lillquist, “Emissivity enhanced x-ray target,” General Electric Company, Schenectady USP 5629970, 1997.
- [7] G. Frens, J. van Den Boomgaard, and J. van Suchtelen, “Slotted anode x-ray tube,” U. S. Philips Corporation, New York, NY USP 3836804, 1974.
- [8] Y. Fukuhara and H. Koizumi, “Rotary anode for x-ray tube,” Tokyo Shibaura Denki Kabushiki Kaisha, Japan USP 4531227, 1985.
- [9] M. Laurent, P. Noualhaguet, and C. Mathieu, “Rotating anode for x-ray tube,” General Electric CGR S. A., Paris, France USP 4991194, 1991.
- [10] E. Lenz, “X-ray anode having an electron incident surface scored by microslits,” Siemens Aktiengesellschaft, Munich DE USP 7079625 B2, 2006.
- [11] H. A. Kramers, “On the theory of x-ray absorption and of the continuous x-ray spectrum,” Philos. Mag. **46**, 836–871 (1923).
- [12] R. Birch and M. Marshall, “Computation of bremsstrahlung x-ray spectra and comparison with spectra measured with a Ge(Li)-detector,” Phys. Med. Biol. **24**, 505–517 (1979).
- [13] D. M. Tucker, G. T. Barnes, and D. P. Chakraborty, “Semiempirical model for generating tungsten target x-ray spectra,” Med. Phys. **18**, 211–218 (1991).
- [14] G. G. Poludniowski and P. M. Evans, “Calculation of x-ray spectra emerging from an x-ray tube. Part I. Electron penetration characteristics in x-ray targets,” Med. Phys. **34**, 2164–2174 (2007).
- [15] G. G. Poludniowski and P. M. Evans, “Calculation of x-ray spectra emerging from an x-ray tube. Part II. X-ray production and filtration in x-ray targets,” Med. Phys. **34**, 2175–2186 (2007).
- [16] J. P. Bissonnette and L. J. Schreiner, “A comparison of semiempirical models for generating tungsten target x-ray spectra,” Med. Phys. **19**, 579–582 (1992).
- [17] J. F. Briesmeister, “MCNP—A general Monte Carlo N-Particle transport code version 4C,” Los Alamos National Laboratory Report No. LA-13709-M (Los Alamos, NM, 2000).
- [18] D. B. Pelowitz, “MCNPX user’s manual version 2.5.0,” Los Alamos National Laboratory Report No. LA-CP-05-0369 (Los Alamos, NM, 2005).
- [19] S. Goudsmit and J. L. Saunderson, “Multiple Scattering of Electrons,” Phys. Rev. **57** (1940) 24.
- [20] A. Sommerfeld, “Über die Verteilung der Intensität bei der Emission von Röntgenstrahlen,” Phys. Z. **10**, 969–976 (1909).
- [21] B. K. Agarwal, X-ray Spectroscopy, Springer Series in Optical Sciences Vol. 15, 2nd ed. (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1991).

- [22] A. G. Michette and C. J. Buckley, X-ray Science and Technology (Institute of Physics Publishing Ltd, Bristol and Philadelphia, 1993), pp. 53–54.
- [23] K. Meghzifene, H. Aiginger, and R. Nowotny, “A fit method for the determination of inherent filtration with diagnostic x-ray units,” *Phys. Med. Biol.* **51**, 2585–2597 (2006).
- [24] A. Mehranian, M. R. Ay, N. Riyahi Alam, and H. Zaidi, “Quantifying the effect of anode surface roughness on diagnostic x-ray spectra using Monte Carlo simulation,” *Med. Phys.* **37**, 742–752 (2010).
- [25] K. Cranley, B. J. Gilmore, G. W. A. Fogarty, and L. Desponds, IPEM Report 78: Catalogue of Diagnostic X-ray Spectra and Other Data (The Institute of Physics and Engineering in Medicine, York, 1997) (CD-ROM edition, 1997, electronic version prepared by D. Sutton)
- [26] http://www.gehealthcare.com/euen/interventional_xray/innova/index.html
- [27] D R Schaart, J Th M Jansen, J Zoetelief and P F A de Leege, "A comparison of MCNP4C electron transport with ITS 3.0 and experiment at incident energies between 100 keV and 20 MeV: influence of voxel size, substeps and energy indexing algorithm" *Phys. Med. Biol.* **47** (2002) 1459–1484
- [28] N. Reynaert, H. Palmans, H. Thierens, and R. Jeraj, “Parameter dependence of the MCNP electron transport in determining dose distributions,” *Med. Phys.* **29**, 2446–2454 (2002).
- [29] <http://www.tcl.tk/>
- [30] F. Frame, “Coolidge x-ray tubes.”
<http://www.ornl.gov/PTP/collection/xraytubescoolidge/coolidgeinformation.htm>
- [31] M. Erdélyi, M. Lajkó, R. Kákonyi, and G. Szabó, “Measurement of the x-ray tube anodes’ surface profile and its effects on the x-ray spectra,” *Med. Phys.* **36**, 587–593 (2009).
- [32] R. Kákonyi, M. Erdélyi, and G. Szabó, “Monte Carlo analysis of energy dependent anisotropy of bremsstrahlung x-ray spectra,” *Med. Phys.* **36**, 3897–905 (2009).
- [33] R. Kákonyi, M. Erdélyi, and G. Szabó, “ Monte Carlo simulation of the effects of anode surface roughness on x-ray spectra,” *Med. Phys.* **37**, 5737–45 (2010).
- [34] J. H. Hubbell and S. M. Seltzer, Tables of X-ray mass attenuation coefficients and mass energy-absorption coefficients, NISTIR 5632. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg (1987).
- [35] <http://www.nist.gov/pml/data/xraycoef/index.cfm>

Köszönetnyilvánítás

Mielőtt a szokásoknak megfelelően felsorolnám a témavezetőimet, a kollégáimat és a családfámat, köszönetet szeretnék mondani Petroczi Ernőnek, aki a következő mondattal indította el a pályafutásomat a szakközépiskola folyosóján: „Utólagos engedelmekkel beneveztelek az Országos Mikola Sándor Fizikaversenyre, most sietek, de majd még beszélünk és átjössz gyakorolni, addig is jó étvágyat!” - majd bezárta a tanterem ajtót, a hóna alácsapta az osztálynaplót és választ nem várva elviharzott, a google azóta is jegyzi az eredményt. Mindez történt 1996. szeptember 30.-án hétfőn 9:25 körül az első dupla matematika óra után a tízórai szünet elején, amely nap a jelentkezési határidő is volt egyben.

Köszönetemet ezúton szeretném kifejezni témavezetőimnek Dr. Szabó Gábornak és Dr. Erdélyi Miklósnak, hogy létre jöhetett ez a dolgozat és a hozzá kapcsolódó tudományos munka, továbbá a projektünkben jelenleg is vagy korábban dolgozó kollégáknak: Lajkó Miklós, Barna Norbert, Danyi Róbert és Kis János Benedek.

Köszönetemet szeretném kifejezni Király Bélának az anódfelületek vizsgálatához használt röntgensövek beszerzéséért, továbbá Simon Gábornak, Tegzes Pálnak és a GE Healthcare többi mérnökének az Innova típusú készülékeken való mérések lehetőségéért és azok elvégzéséhez szükséges információkkal való támogatásért.

Köszönöm a GE Healthcare-nek és a Szegedi Tudományegyetemnek, hogy létrejött az együttműködés, amelynek keretében megszülethetett ez a dolgozat.

Köszönöm Dr. Bartha Ferencnek és Dr. Bogár Ferencnek az MCNPX Fortranra épülő és az általuk üzemeltett számítógépes klaszterek lelkivilága harmóniájának megteremtését.

Köszönöm Görbe Mihálynak a kézirat átolvasását és építő javaslatait.

Köszönöm családomnak a tanulmányaimhoz nyújtott mindennemű támogatásukat és szeretetüket.

Köszönöm annak a több mint 42 embernek, akik személyszállítási kapacitásuk megosztásával támogatták ennek a munkának a létrejöttét, többek közt Hegedűs László, dr. Paragi Gábor, dr. Tóth Zsolt, Veszergombi Ákos és még sokan mások.

Végül de nem utolsósorban köszönöm édesapámnak a tanítást, amely óriási motivációs erőként hatott rám, bár megjegyezném, hogy amikor e sorokat olvassa, jusson eszébe az, hogy a tanításnak kétféle módja van, vagy azt mutatom meg, hogy hogyan vagy pedig azt, hogy hogyan nem kell valamit csinálni!

Függelék

F.1. A repedések felületaránya és a felületi érdesség közötti összefüggés

Az egydimenziós profil esetén számolható lineáris felületarányt a repedés szélességének (l) és a profil hosszának (L) hányadosával definiáljuk:

$$\eta_l = \frac{l}{L} = \sqrt{\eta} , \quad (\text{F1})$$

amely megegyezik az anód felületéről készült képen mért felületarány négyzetgyökével. Ha a repedést megnagyítjuk, akkor nem csak a szélessége, de a hossza is növekedni fog. A repedés szélességét kifejezhetjük a profil hosszával és a képen mért felület arány négyzetgyökével:

$$l = L \cdot \sqrt{\eta} . \quad (\text{F2})$$

A profil középvezonálának (h_c) a szigeték felületéhez viszonyított pozícióját a következő egyenlet segítségével határozhatjuk meg:

$$h_c (L - l) = (h - h_c) l , \quad (\text{F3})$$

majd a középvezonál pozíciójára kapjuk:

$$h_c = h \cdot \sqrt{\eta} , \quad (\text{F4})$$

A 25a egyenletben definiált felületi érdességet a következő alakban írhatjuk fel:

$$R_A = \frac{1}{L} [h_c (L - l) + (h - h_c) l] . \quad (\text{F5})$$

Behelyettesítve az F2 és F4 egyenleteket az F5 egyenletbe megkapjuk a 27. egyenletet.

F.2. A szimulációk során használt MCNPX inputok

A fékezési sugárzás szögfüggéséhez használt MCNPX input

```
Keltett foton szogfuggese
1 0      1      imp:p=0 imp:e=0
2 0      -1 2    imp:p=1 imp:e=1
3 1 -19.3 -2     imp:p=1 imp:e=1

1 so 100
2 so 0.000001

mode p e
nps 500000000
ctme 5000
c Z      Element  Z/A      I      Density
c                      (eV)  (g/cm3)
c 74      W Tungsten .40250 727.0 1.930E+01
c
m1 74000 1
prdmp j j 1 1 1e6
sdef par 3 x 0 y 0 z 0 vec=1 0 0 erg=0.0465 dir=1
phys:e 5j 100 1 0 0 1
F1:p 1
ft1 frv 1 0 0 tag 3
fu1 00000.00001
*c1 179 178i 0
e1 .001 297i .150
DBCN 17j 1
```

A fékezési sugárzás szögfüggésének vizsgálatához az fenti MCNPX inputot használtam. A geometria méreteinek egysége 1 cm az MCNPX inputban. A geometria két origó középpontú gömb által határolt térrészekből állt. A gömbök sugara 100 cm és 10^{-6} cm volt. A kisebb gömb belsejét wolfram töltötte ki, míg a két gömb közötti térrész vákuum volt. A forrás egy az x koordináta tengely irányába mutató elektron ágyú volt, amely az origóban helyezkedett el. A 100 cm sugarú gömbön áthaladó fluxust az F1 gyűjtő segítségével vizsgáltam. Az 1° felbontású szögszerinti beosztást a „*C1” adatkártyával hoztam létre, az FT kártya FRV opciójának használatával a szög beosztás referencia irányát azonossá tettem az elektron forrás referencia irányával, illetve a TAG opcióval és az FU kártyával csak a fékezési sugárzással járó események során keletkezett fotonokat vette figyelembe az F1 gyűjtő. A DBCN kártyával állítottam be az ITS energia-indexelési módszer használatát. Az MCNPX a phys:e kártya numb paraméterének segítségével minden elektron allépés közben generált egy fékezési sugárzási fotont, míg a bnum paraméter segítségével keltett fotonok számát növeltem a 100 szorosára, amely beállítások csökkentették a szimuláció eredményének variációját.

A spektrumszámoláshoz használt MCNPX input

Rontgencso spektrumanak szamolasa

```
1 0      1      imp:p=0 imp:e=0
2 0      -1 2 3  imp:p=1 imp:e=1
3 1 -19.3 -1 -2 3  imp:p=1 imp:e=1
4 0      -3      imp:p=1 imp:e=1 fill 1
5 1 -19.3 -2 u 2  imp:p=1 imp:e=1
6 0      2 u 2  imp:p=1 imp:e=1
10 0 -4 lat 1 u 1 imp:p=1 imp:e=1 fill 0:0 -2250:2249 0:0
    2(4.24522e-005 0 0 1 .233372 0 -.233372 1 0)
    2(1.9115e-005 0 0 1 .250944 0 -.250944 1 0)
    2(-5.97936e-006 0 0 1 .174651 0 -.174651 1 0)
```

A felületkártyáktól folytatva az input file-t:

```
1 so 100.001
2 px 0
3 rpp -1 0.000384073 -0.224975 0.224975 -10 10
4 rpp -2 2 0 0.0001 -25 25

mode p e
nps 2500000000
c ctme 15
c Z      Element  Z/A      I      Density
c              (eV) (g/cm3)
c 74 W Tungsten .40250 727.0 1.930E+01
c
m1 74000 1
prdmp j j 1 1 1e6
sdef par 3 x 10 y d1 z 0 vec=-1 0 0 erg=0.15 dir=1
si1 A -0.224925 0.224925
sp1 1 1
TIC5:p 0 0 0 0 0 0 -1 -1 100 0
fs5 -.1 .1
c5 0.5 89i 90.5
e5 .001 297i .150
DBCN 17j 1
```

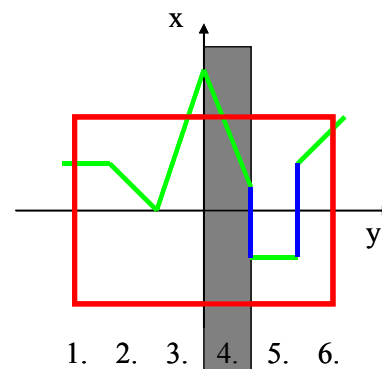
Az egydimenziós felületprofilt tartalmazó Monte Carlo szimulációt a fenti „Rontgencso spektrumanak szamolasa” című input segítségével valósítottam meg. Az 1, 2 és 3 cellák valósítják meg a geometria külső határait és azt a wolfram félgömböt, amely az anódot reprezentálja a vizsgálni kívánt profillal. A 4 cella foglalja magába és határolja körbe a profilt megvalósító rácsot, a profil irányában negyedcellányit levágva az utolsó rácselemből. Az 5 és 6 cellák valósítják meg azt a két féltérből álló geometriát (u 2), amelyből az egyes rácselemek létrehozása során az MCNPX kivágja a rács felépítéséhez szükséges tartományt. A 10 cella definiálja magát az egydimenziós anódfelület-profilt, amely leírásának hossza jelen input esetén 4501 darab sorból áll, itt csak az első négyet közlöm. A 10 cella leírásának első sora tartalmazza a felépítendő rács alapvető paramétereit: négyzetes szimmetriájú rács (lat 1), a rács alapelemének leírását (-4) és hogy a rács a különböző irányokban mekkora kiterjedésű

(fill 0:0 -2250:2249 0:0). A rács alapelemét a 4 felület határozza meg, amely egy a koordináta tengelyekkel párhuzamos oldalélű téglatest. A rács alapelemének oldallapjai a x koordináta tengelyt -2 és 2, az y koordináta tengelyt a 0 és 0,0001, a z koordináta tengelyt a -25 és 25 koordináta értékeknél metszik. Ilyen kiterjedésű téglatestekből 4500 darab kerül egymás mellé egy sorban az y tengely mentén. A 2250-dik és a 2251-dik közös oldallapja az x-z síkba esik. A 10 cella leírásának további részei tartalmazzák az egyes rácselemeket kitöltő geometriákat és a hozzájuk tartozó transzformációkat. A transzformációk közül először a forgatás, majd az eltolás kerül végrehajtásra. Az első transzformáció a legkisebb y koordinátával rendelkező rácselemhez tartozik, lefelé haladva az inputban az y koordináta tengelyen a pozitív irányban lévő cellához fognak tartozni az egyes sorok.

A transzformációk egy kisebb profilt tartalmazó input segítségével könnyebben értelmezhetőek, tekintsük a következő „Minta profil” című inputot:

```
Minta profil
1 0      1      imp:p=0 imp:e=0
2 0      -1 2 3 imp:p=1 imp:e=1
3 1 -19.3 -1 -2 3 imp:p=1 imp:e=1
4 0      -3      imp:p=1 imp:e=1 fill 1
5 1 -19.3 -2 u 2 imp:p=1 imp:e=1
6 0      2 u 2 imp:p=1 imp:e=1
10 0 -4 lat 1 u 1 imp:p=1 imp:e=1 fill 0:0 -3:2 0:0
    2(1 0 0 1 0 0 0 1 0)
    2(1 0 0 1 1 0 -1 1 0)
    2(0 0 0 1 -3 0 3 1 0)
    2(3 0 0 1 2.5 0 -2.5 1 0)
    2(-1 0 0 1 0 0 0 1 0)
    2(1 0 0 1 -1 0 1 1 0)
```

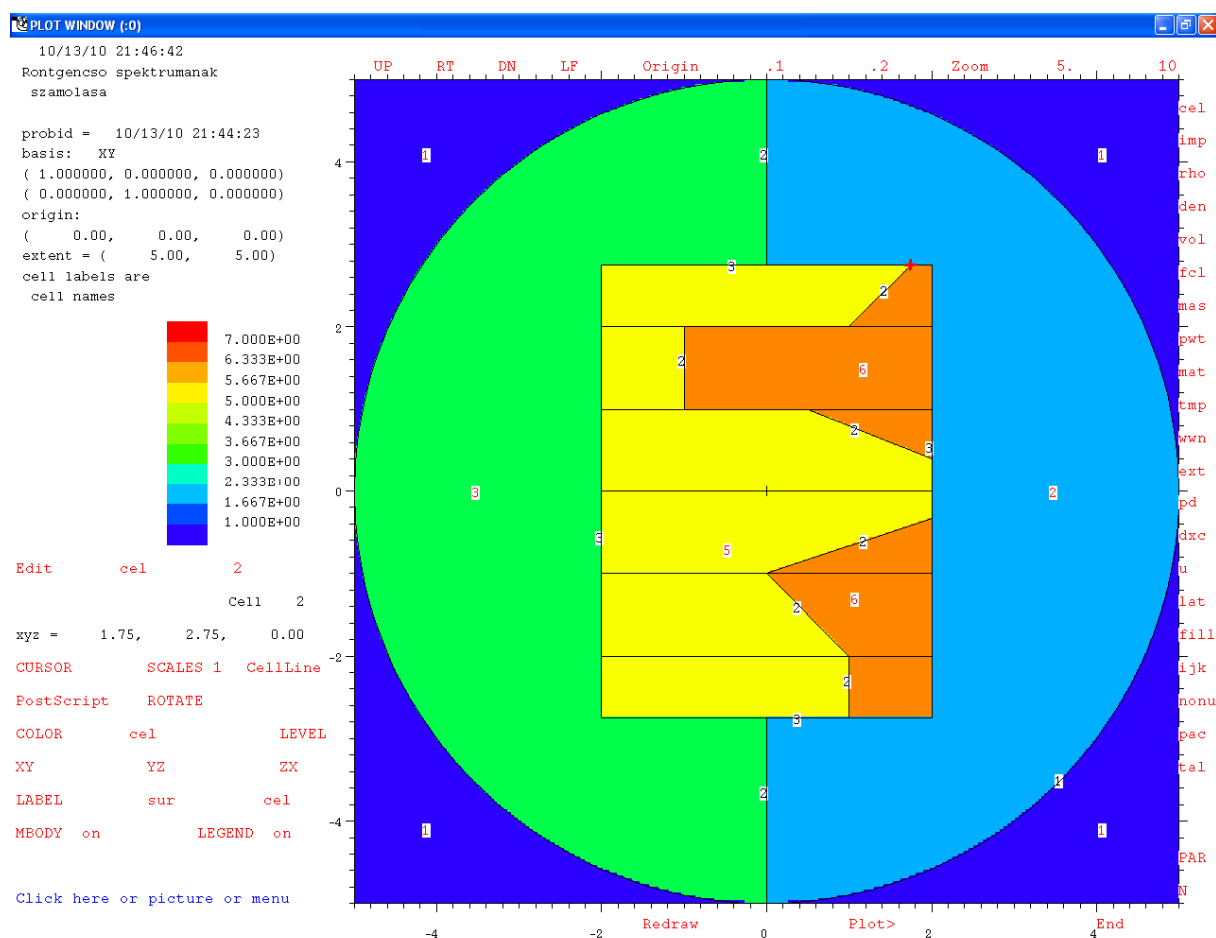
```
1 so 5
2 px 0
3 rpp -2 2 -2.75 2.75 -1 1
4 rpp -3.5 3.5 0 1 -25 25
```



36. ábra: A „Minta profil” című inputban megvalósított profil.

A „Minta profil” című inputban szereplő profilt mutatja a 36. ábra. A profil hat szakaszból áll. A zöld szakaszok jelölik az egyes transzformált felület darabokat, amelyet a cella alapeleme (szürke téglalappal jelölt 4 téglatest) vág ki a kitöltő geometriából (5 és 6 cella). A 10 cella transzformációs soraiban szereplő számok jelentése a következő: „2” a kitöltéshez használt geometria (5 és 6 cella, lásd u 2), a zárójelben lévő első három szám az eltolás x, y és z komponense, a második három szám a forgatás utáni x' egységvektor irányába mutató vektor komponensei, a harmadik három szám a forgatás utáni y' egységvektor irányába mutató vektor komponensei. A forgatás utáni egységvektorok irányába mutató vektorokat nem kell normálni. Ezt a numerikus pontosság növelése és az input átláthatósága érdekében ki is használtam. Jól látható, hogy csak két forgatás komponens

változik transzformációról transzformációra, az x' irány y komponense és az y' irány x komponense és a kettő csak az előjelben tér el egymástól, folytonos profil (1-4 szakasz) esetén az abszolút értékeik megegyeznek a felület meredekségével. A repedések definiálását mutatja az 5. szakasz. Egy repedés beillesztéséhez a repedés szélességének megfelelő szakaszon elegendő az eltolás értéket a repedés mélységével módosítani és a forgatást elhanyagolni, ha lapos fenekű repedést szeretnénk kialakítani. A piros téglalap mutatja annak a téglatestnek a metszetét, amely segítségével az MCNPX behatárolja a rácsot és csak a téglatesten belüli részt tartja meg a geometria definiálásánál. A 37. ábra mutatja geometria x - y síkban vett metszetét, a kurzor pozíciója mutatja a levágás által csökkentett profil méretet.



37. ábra: A „Minta profil” című inputban megvalósított geometria. Az egyes színek a különböző cellákat reprezentálják. A képen balra a pozitív x koordináta-irány, felfelé a pozitív y koordináta-irány, az átfogott koordináta-tartomány mindkét tengelyen -5 -től 5 -ig.

Az sdf kártya definiálta a szimulációban az elektronforrást, amely a profil felett helyezkedett el az x - y síkban (vonal forrás) és a két szélső rácselemnek csak belső negyedét világította meg, lásd si1 A -0.224925 0.224925. Az elektronok merőlegesen csapódtak az anód felületébe (vec=-1 0 0 és dir=1). A fotonfluxust a TIC gyűjtő segítségével számoltam, amely egy 100 cm sugarú x - y síkban fekvő ív mentén definiált pontdetektorokat. A

pontdetektorok ofsztetje ki volt kapcsolva, mindig az adott szögtartomány közepén elhelyezkedő pontra vonatkozóan számolták a fotonfluxust. Mivel 0,5°-kal kezdődik a c5 kártyán a szögszerinti beosztás, ezért a spektrum az 1, 2, ... 90° kilépési szögeknél számolódik. A DBCN kártya segítségével állítottam be az ITS energia-indexelési algoritmus használatát.

Az Innova 3100 szimulációjához használt MCNPX input

```
Simple Innova 3100 model
1 0      1:-2 5  imp:p=0 imp:e=0
2 0      -2 -5  imp:p=1 imp:e=0
3 1 -2.699 -1 2 -3  imp:p=1 imp:e=1
4 2 -8.960 -1 3 -4  imp:p=1 imp:e=1 fcl:p=1
5 0      -1 4   imp:p=1 imp:e=0

1 so 1000
2 pz 20
3 pz 20.3
4 pz 20.39
5 rpp -3.335 3.335 -3.335 3.335 -1 20.01

mode p e
nps 2500000000
ctme 300
prdmp j 1e5 1 5
c Z      Element  Z/A      I      Density
c              (eV)  (g/cm3)
c 13  Al  Aluminum .48181  166.0  2.699E+00
c 29  Cu  Copper   .45636  322.0  8.960E+00
c
m1 13000 1
m2 29000 1
TIR5:p 0 0 120 0 0 0 0 0 100 0
fs5 -0.5 0.5
c5 -20.5 40i 20.5
e5 .001 297i .150
sdef par 2 pos 0 0 0 vec 0 0.98079 0.19509 erg d1 dir ferg d2
si1 h 0.0005 0.001 0.0015 <...> 0.119 0.1195 0.12
sp1 0 0 0.088329 ...
ds2 q 0.0005 11 0.001 12 0.0015 13 <...> 0.119 248 0.1195 249 0.12 250
si11 ...
sp11 ... és a többi szükséges eloszlás.
```

Ebben a szimulációban a szög és energiafüggő forrás definiálásának módján van a hangsúly. A ds (dependent source distribution) kártya segítségével lehet megvalósítani a többváltozós eloszlásfüggvényeket. A ds kártya működéséből fakadóan a második változó eloszlás függvénye az első változó értékétől függően lépcsősen fog változni. Mivel a spektrum szimulációkból származó táblázat energia szerinti felbontása jóval finomabb, mint a

szögszerinti felbontás, ezért az energia szerinti eloszlást mintavételeztem előbb, így a véges számú eloszlás nem okozott problémát.

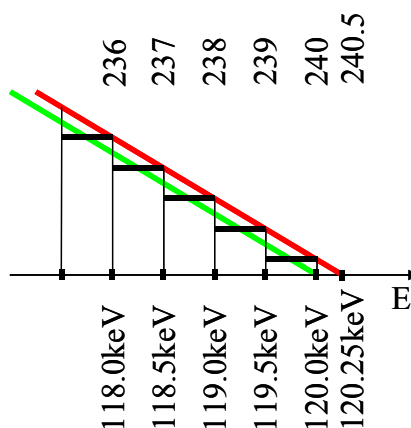
F.3. A spektrumtáblázatok interpolálásához használt Interpolációs módszer

A polinomok egyes együtthatóit egy algebrai számolás segítségével határoztam meg. Minden egyes illesztéshez egy mátrixot építettem fel, amelynek az egyes oszlopai tartalmazták az illesztendő alakfüggvényeket. Ennek a mátrixnak a Moore-Penrose pszeudoinverzével megszorozva az illesztendő adatsor oszlopvektorát a kapott vektor az alakfüggvények legkisebb négyzetek módszerével való illesztésének együtthatóit fogja tartalmazni. Az illesztett görbe kinyeréséhez az eredeti mátrixot kell megszorozni az együtthatóvektorral. Ez az eljárás determinisztikus és nagyon gyors algoritmus. Az egyetlen pont, ahol némi körültekintéssel kell eljárni az, az alakfüggvények numerikus értékeinek megválasztása. Kerülni kell azokat az eseteket, ahol több nagyságrend különbség van két alakfüggvény között, különösképpen magasrendű polinomok esetén. Ez megfelelő normalizációval elkerülhető. Érdemes megjegyezni, hogy az alakfüggvények alkalmas megválasztásával bizonyos speciális tulajdonságokat is megvalósíthatunk az illesztés során, pl.: a tengely metszetek helye, nem negatív értékek stb.

Az illesztési eljárás több lépésre és energiatartományra oszlik:

1. A fékezési sugárzás simítása a fotonenergia függvényében a K él alatt
2. A fékezési sugárzás simítása a fotonenergia függvényében a K él felett
3. A fékezési sugárzás simítása a csőfeszültség függvényében
4. A fluoreszcencia vonalak simítása a csőfeszültség függvényében

Első lépésben a spektrum 26-116, 118, 120-134 és 136-138 binjeit használtam az illesztés elvégzéséhez. A binek sorszámanak (fotonenergia) függvényében egy 15-öd rendű polinomot illesztettem és a fékezési sugárzás értékét kiszámítottam a spektrum 26-139 binjeire. Azért hogy rögzíteni tudjam az illesztett adatsor tengelymetszetét a polinom konstanstagját kihagytam az illesztésből. Az egyes binekhez rendelt energia pozíció megegyezett a sorszámmal. Ekkor a nulla pozíció bin sorszáma egységeken a csőfeszültséghez tartozó maximális fotonenergia kétszerese plusz 0,5-nek adódik. Ezt szemlélteti a 38. ábra.



38. ábra: A spektrum binjeire való illesztés 120 kVp csőfeszültség esetén, zöld: a valós folytonos spektrum, piros: illesztendő görbe, ha az illesztés változója a binek sorszáma.

A második lépésben a spektrum 141-300 binjeit használtam egy ötöd rendű polinom megillesztéséhez. Ezt csak 70 kVp csőfeszültség felett használtam, hiszen ennél kisebb csőfeszültség értékek esetén a binek értéke nulla.

A harmadik lépésben a spektrum hátralevő részét, azaz az 1-25 és 140 bineket és a simított fékezési sugárzás értékeket interpoláltam a csőfeszültség függvényében. Az előzőleg használt technikát alkalmaztam, de a változó a csőfeszültség volt és az illesztendő görbe csőfeszültségben mért tengelymetszetének az éppen simított energia bin sorszáma fele mínusz 0,5 adódott.

A negyedik lépésben a spektrum 117, 119, 135 és 139-dik binjébe eső karakterisztikus sugárzás fluxusát interpoláltam a csőfeszültség függvényében. Az interpolált fékezési sugárzási adatokat kivontam az eredeti adatsorból. A fennmaradó karakterisztikus részre pedig egy ötöd rendű polinomot illesztettem. A tengelymetszet zérus pontjának 69,5-et választottam, hiszen a wolfram K élének fotonenergia pozíciója 69,525 keV [34,35].